

GROUPE DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE

La chambre à dards.

(Streamer Chamber)

Développement du détecteur,
acquisition photographique des données
et reconstruction stéréoscopique
des événements.

THÈSE

PRÉSENTÉE A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL
POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

DENIS PERRIN

PHYSICIEN DIPLOMÉ
DE L'UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL

1974

IMPRIMERIE POUR LA THÈSE

GROUPE DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE

La chambre à dards.

(Streamer Chamber)

Développement du détecteur,
acquisition photographique des données
et reconstruction stéréoscopique
des événements.

THÈSE

PRÉSENTÉE A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL
POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

DENIS PERRIN

PHYSICIEN DIPLOMÉ
DE L'UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL



IMPRIMATUR POUR LA THÈSE

La chambre à dards. Développement du
détecteur, acquisition photographique des
données et reconstruction stéréoscopique
des événements.

de Monsieur Denis Perrin

UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL

FACULTÉ DES SCIENCES

La Faculté des sciences de l'Université de Neuchâtel,
sur le rapport des membres du jury,

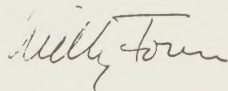
Messieurs les professeurs E. Jeannet,

J. Rossel et M. Martin (Genève)

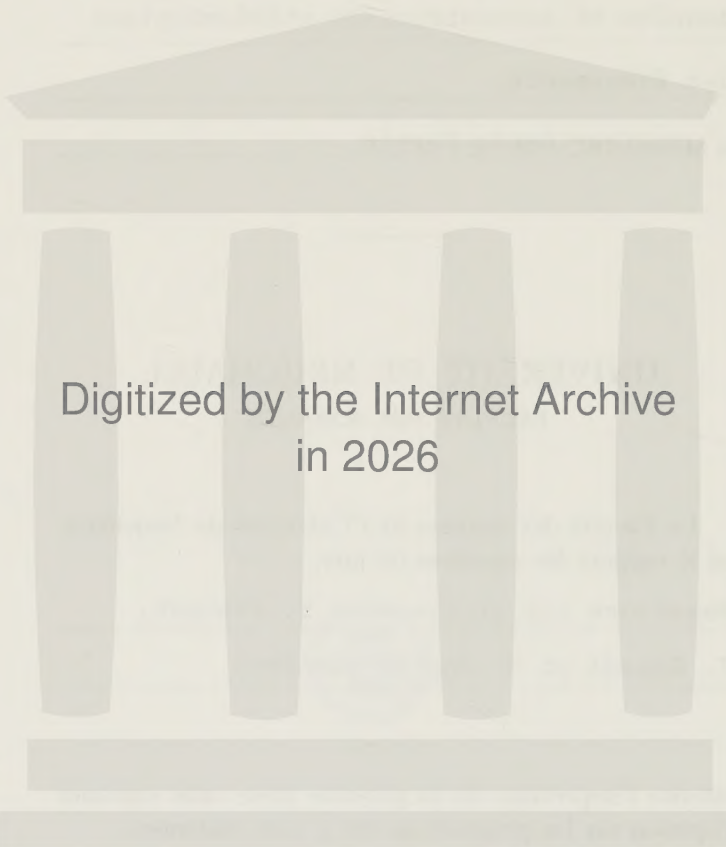
autorise l'impression de la présente thèse sans exprimer
d'opinion sur les propositions qui y sont contenues.

Neuchâtel, le 11 juillet 1974

Le doyen :



Willy Form



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41555009_0017

Table des matières.

I.	Introduction.	1
II.	Place de la chambre à dards parmi les divers types de détecteurs de particules ionisantes.	3
III.	Principe de fonctionnement de la chambre à dards.	6
-1	Généralités.	6
-2	Mécanisme de formation du dard.	8
-3	Brillance du dard au voisinage du seuil de luminosité.	15
IV.	Optique et système d'acquisition de données.	19
-1	L'objet, l'optique, le film et son développement.	20
-2	Profondeur de champ, ouverture, réduction photographique.	22
-3	Evaluation théorique des erreurs.	26
-4	Distorsion due aux objectifs.	28
-5	Système de prise de données.	29
-6	Modifications (I)	34
V.	La construction de la chambre.	36
-1	Le volume de détection.	36
-2	Pureté du gaz et temps de mémoire.	39
-3	Les électrodes et l'adaptation de la chambre.	41
-4	Modifications (II)	44
VI.	L'alimentation et la commande de la chambre.	45
-1	La construction du générateur d'impulsions haute tension.	46
-2	Caractéristiques du générateur et circuit de mise en forme.	52

-3	Calcul de la forme approximative de l'impulsion.	55
-4	Monitoring de l'impulsion haute tension.	61
-5	Circuit de commande.	61
-6	Modifications (III).	63
VII.	La reconstruction des événements.	65
-1	Les modifications apportées à THRESH.	65
-2	Etablissement des blocs de données (titres).	66
-3	Précision obtenue à la reconstruction.	69
VIII.	Remarques finales.	77
-1	Historique.	77
-2	Projets d'avenir.	80
-3	Conclusions.	81
Annexe A	Procédure de mise en marche de la chambre.	84
Annexe B	Schéma de l'électronique de commande.	86
	Bibliographie.	87

Table des figures.

III - 1	Schéma de principe d'une chambre à dards.	7
III - 2	Clichés de chambre à dards.	9
III - 3	Schéma des niveaux d'énergie du mélange $^4_2\text{He} - ^{20}_{10}\text{Ne}$.	18
IV - 1	Formation de l'image - Cercles de confusion.	23
IV - 2	Système d'acquisition de données - vue d'ensemble.	30
IV - 3	Systèmes de visées.	32
V - 1	Dardanelle - Vue d'ensemble.	37
V - 2	Système de mélange de gaz - schéma de principe.	42
VI - 1	Générateur de Marx (vue schématique).	47
VI - 2	Générateur de Marx (vue d'ensemble).	47
VI - 3	Support et connexion des capacités.	50
VI - 4	Générateur de Marx et chambre (schéma équivalent).	53
VI - 5	Tension sur la chambre et courant débité (sans éclateur).	58
VI - 6	Forme de l'impulsion appliquée à la chambre.	60
VI - 7	Electronique de commande (schéma général).	62
VI - 8	Commande du Marx - séquence temporelle des signaux.	64
VII - 1	Ecart de mesure.	70

VII - 2	Reconstruction des marques fiduciaires.	71
VII - 3	Reconstruction des vertex.	72
VII - 4	Distribution des résidus.	74
VII - 5	Définition des angles et distributions, de leurs erreurs.	75
VII - 6	Position des vertex dans la chambre.	76
A - 1	Schéma de l'électronique de commande.	86

I. Introduction

Depuis sa création, le groupe de physique corpusculaire de l'Institut de Physique de Neuchâtel a travaillé avec des techniques de détection visuelles. Après les émulsions (plaques photographiques) et les films (clichés d'évènements produits dans les chambres à bulles à hydrogène et à deutérium du CERN), le chemin tout tracé pour de nouvelles expériences à faire à plus haute énergie est celui de la récente technique de détection offerte par les chambres à dards.

En 1970, date du début de ce travail, les réalisations dans ce domaine étaient celles du groupe de Stanford (SLAC), qui avait commencé la construction d'une chambre sitôt après la parution des articles russes de A.I. Alikhanyan^[1], et V.A. Mikhailov^[2] en 1963 et du groupe de Hambourg (DESY) qui faisait débiter son développement de détecteur peu après les communications de B.A. Dolgoshein^[3] et N.S. Rudenko^[4] en 1965. Les premières expériences de physique étaient en cours et, comme cela s'est confirmé par la suite, la technique semblait devoir donner de bons résultats.

La chambre réalisée à Neuchâtel et qui fait l'objet d'une partie de ce travail a été développée à partir d'un prototype exécuté à l'Université de Genève dans le groupe du Professeur M. Martin. Son originalité réside dans le fait que, contrairement aux autres grandes chambres actuelles, elle est alimentée directement par son générateur de Marx et ne nécessite pas de ligne de mise en forme de Blumlein. Ces considérations feront l'objet d'un prochain chapitre.

Ce travail se divise en quatre parties bien distinctes. Dans la première, après avoir situé la chambre à dards par rapport aux divers détecteurs utilisés en physique corpusculaire, nous en décrivons le fonctionnement, nous précisons les conditions à réaliser pour pouvoir enregistrer

photographiquement les traces des particules et décrivons ce système d'acquisition de données.

Dans une deuxième partie, nous présentons la chambre proprement dite et nous énonçons quelques données techniques la concernant.

La troisième partie est consacrée aux méthodes de calcul mises en oeuvre pour la reconstruction géométrique des événements mesurés, et aux modifications apportées aux programmes standards déjà utilisés par le groupe pour le traitement des clichés de chambre à bulles, en vue de leur adaptation à notre technique de prise de données.

La dernière partie rend compte des résultats obtenus à partir des irradiations effectuées à Lausanne, au béta-tron de l'Hôpital cantonal en été 1972, puis dans un faisceau test du Synchrotron à protons du CERN en été 1973, qui permettent de juger les qualités et les défauts du détecteur de particules proposé.

Des indications concernant les prochains travaux à effectuer sont données dans les divers chapitres traitant de la technologie de l'appareillage, et des prévisions concernant les expériences de physique à réaliser avec cette chambre sont faites en fin de la quatrième partie de ce mémoire.

Une grande partie des connaissances actuelles sur la technique de détection par chambres à dards, que nous allons préciser dans ce travail, est bien connue, du moins par les spécialistes des divers domaines respectifs, mais nous pensons qu'il est utile de les regrouper en un même endroit et d'y adjoindre les formules, procédés empiriques et suggestions utiles mis à l'épreuve au cours du développement de notre appareillage.

II. Place de la chambre à dards parmi les divers types de détecteurs de particules ionisantes.

Les détecteurs de particules ionisantes peuvent être groupés en deux classes principales: d'une part, les détecteurs visuels, qui procèdent à l'enregistrement de l'information concernant la localisation des particules détectées sur films photographiques, et d'autre part les détecteurs électroniques qui conservent l'information par des techniques électroniques pures, c'est-à-dire sans faire appel à la photographie.

Parmi ces derniers, il convient de mentionner

- les détecteurs solides à semi-conducteurs
- les compteurs à scintillations (plastiques ou liquides organiques scintillants par exemple) connectés optiquement à des photomultiplicateurs.

Leur grand avantage est d'être robustes, simples et efficaces, mais leur résolution spatiale laisse à désirer. Pour effectuer une bonne localisation d'une particule, on groupe un grand nombre de ceux-ci, de petite extension, sous forme d'hodoscopes.

- Les Compteurs Čerenkov, qui permettent de sélectionner les particules en fonction de leur vitesse.
- Les chambres proportionnelles multifils, qui sont une extension des hodoscopes de compteurs proportionnels et qui permettent une bonne localisation des particules, mais qui ne supportent pas aisément les hautes multiplicités.

Les détecteurs optiques, quant à eux, peuvent être répartis en deux groupes: les détecteurs pouvant être déclenchés sélectivement et ceux ne jouissant pas de cette propriété.

Parmi les derniers, le plus connu est sans conteste

- la chambre à bulles (à hydrogène, deutérium ou li-

quides lourds) qui présente une qualité de traces excellente et une très bonne résolution spatiale; par contre, l'absence de commande au déclenchement conduit à une analyse des films parfois longue pour un faible nombre d'événements intéressants observés. C'est dans ce groupe également que se classent les émulsions photographiques.

Les détecteurs visuels pouvant être déclenchés à volonté sont:

- les chambres à étincelles, à plaques ou à fils, qui présentent des traces discontinues, ce qui nuit à leur résolution spatiale.
- les chambres à projection multi-intervalles qui offrent une grande gamme de valeurs de masse volumique possibles pour l'élément détecteur. Elles ont une bonne résolution spatiale, présentent des traces assez lumineuses et bien contrastées.
- les chambres à dards, enfin, (ou chambres à streamers) qui tendent actuellement à prendre une place importante parmi les détecteurs auprès des grands accélérateurs de particules. Elles offrent, comme le montre ce travail, des précisions de reconstruction comparables à celles des chambres à bulles, sont des détecteurs isotropes, et ont une très bonne efficacité aux grandes multiplicités.

Les détecteurs électroniques, très couramment utilisés, permettent d'obtenir de grandes statistiques, mais sont limités aux "événements simples", avec un nombre réduit de trajectoires simultanées à localiser. Pour fixer un ordre de grandeur, une expérience utilisant de tels détecteurs enregistrera quelques dizaines de millions d'événements. Les détecteurs photographiques, quant à eux, sont essentiels pour l'analyse d'événements à "configuration complexe", pour l'enregistrement d'un grand nombre de trajectoires simultanées, pour la recherche de nouveaux

types de réactions ou pour la découverte de nouvelles particules. Leur intérêt réside en particulier dans l'abondance des renseignements qu'ils fournissent sur un seul cliché. L'ordre de grandeur ici est différent: quelques centaines de milliers de photographies. (Un million de clichés est déjà presque une limite supérieure pour une seule expérience)

Pour un nombre de prises de vues équivalent, le nombre d'événements du type recherché sera plus important en chambre à dards qu'en chambre à bulles. Ceci revient à dire que, pour des temps de dépouillement et d'analyse égaux, les statistiques obtenues sont nettement favorables aux chambres à dards. C'est l'une des raisons de construire de tels détecteurs.

III. Principe de fonctionnement de la chambre à dards.

Les technologies mises en jeu et les réalisations pratiques étant décrites plus loin dans le présent mémoire, seule une brève description de l'appareillage figure dans ce chapitre.

III-1. Généralités.

Le prolongement des recherches sur les chambres à étincelles a donné naissance d'une part à la technique des chambres à large intervalle interélectrode et d'autre part à celle des chambres à dards.

Pour les détecteurs du premier type, l'amplitude et la durée de l'impulsion électrique appliquée permettent la formation d'arcs. Une décharge continue s'établit entre les plaques "haute tension" en suivant le chemin parcouru par la particule ionisante.

Dans le cas de la chambre à dards par contre, la décharge est arrêtée à un stade précoce de sa formation et la trace vue perpendiculairement au champ électrique apparaît comme une série de traits (dards) dont la longueur et la brillance dépendent des paramètres de l'impulsion haute-tension.

En toute généralité (cf.fig III-1, p 7), une chambre à dards est constituée de trois électrodes planes parallèles. L'espace délimité par elles est occupé par un gaz inerte à pression atmosphérique contenu dans une enceinte transparente (du mylar dans notre cas). Des compteurs à scintillations (par exemple) sont utilisés pour signaler le passage d'une particule chargée à travers le volume sensible de la chambre. Au reçu de ce signal une impulsion électrique haute tension, créée par un générateur du type Marx, est appliquée à l'électrode

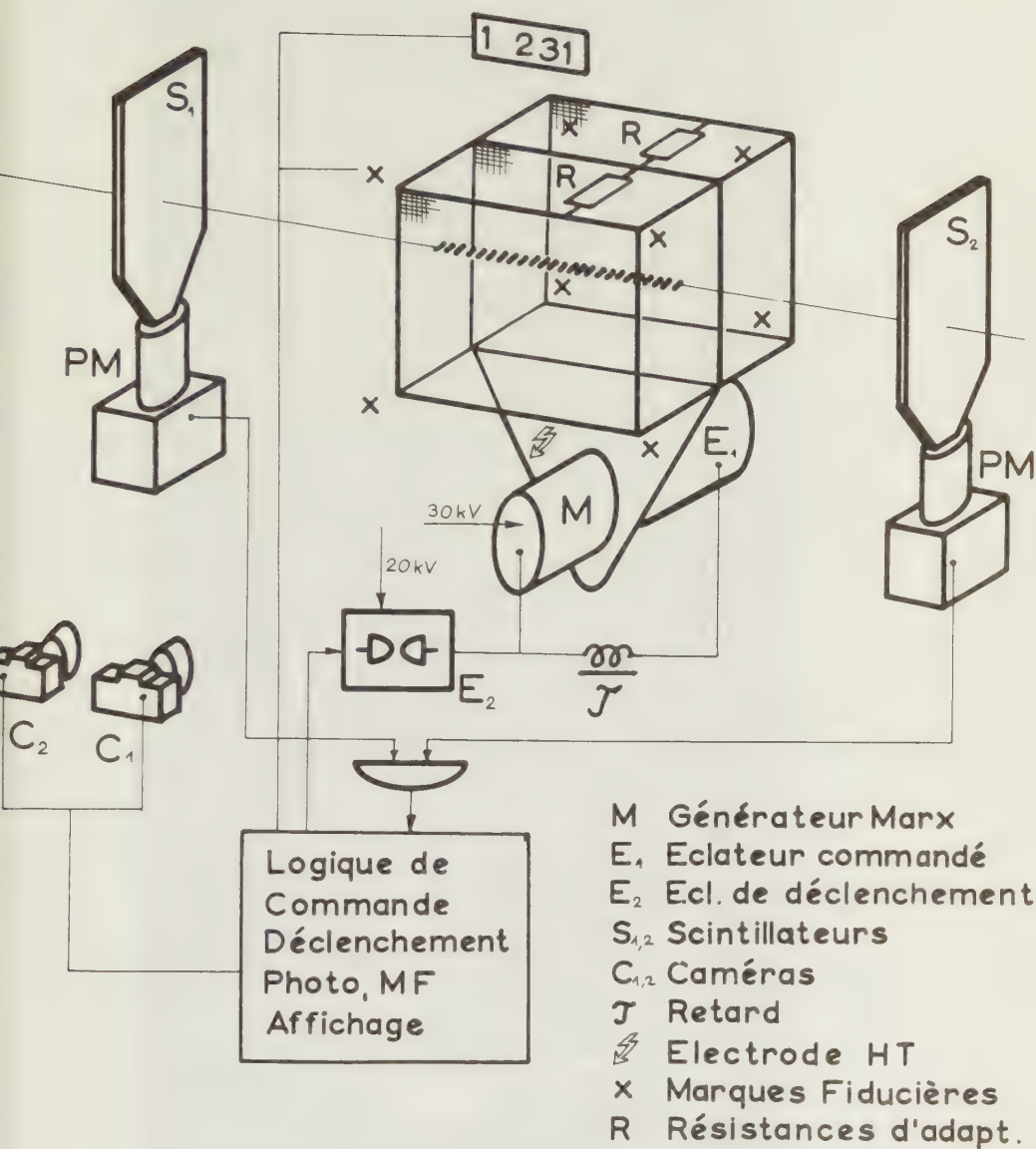
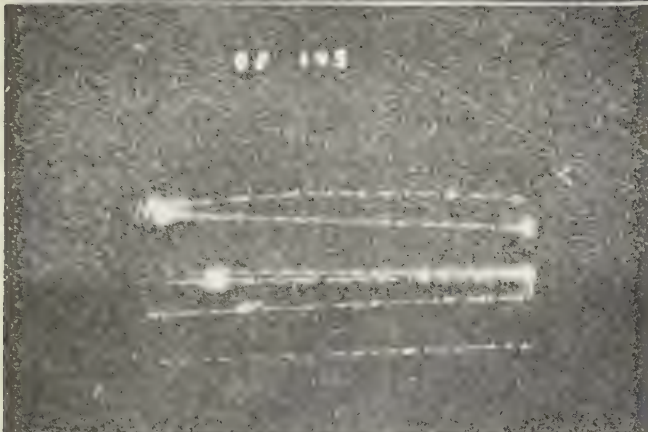


Figure III-1

centrale, créant un champ électrique de quelque 20 kV/cm pendant un temps court (de l'ordre de la dizaine de nanosecondes). Il en résulte une multiplication des ions primaires créés sur le parcours de la particule détectée, et des avalanches de Townsend sont générées par les électrons cascadiant vers l'électrode haute tension. Une fois leur taille suffisante, elles se transforment en dards lumineux qui se développent selon la direction du champ électrique. La dimension longitudinale de ces dardiers croît à la vitesse approximative de 1 mm par nanoseconde. Cette longueur impose une durée très brève de l'impulsion haute tension, car elle fixe en partie la qualité de l'image observée. La trajectoire de la particule ionisante est visualisée à travers l'électrode de masse, constituée d'un treillis conducteur. L'image observée est formée d'une suite de points lumineux. Elle est similaire à celle donnée par une chambre à bulles (cf. fig. III-2, p 9). L'intensité lumineuse observable dans une chambre à dards est beaucoup plus faible que celle donnée par les chambres à étincelles conventionnelles. Le problème de la photographie est donc crucial. L'enregistrement doit se faire sur des films ultrasensibles (5000 à 10000 ASA), avec des ouvertures grandes ($1/n \gg 1/2$) et en procédant à une réduction importante de l'image ($m/1,6 \leq 1/40$). Mais cet inconvénient est largement compensé: l'isotropie est voisine de 4π , la continuité des traces est nettement supérieure et les vertes sont très bien définies.

III-2. Mécanisme de formation du dard.^[5]

Tout comme un compteur de Geiger (qui travaille en chambre d'ionisation ou en compteur suivant la valeur de la tension qui lui est appliquée), la chambre à dards peut travailler selon deux régimes d'exploitation différents,



Slichés de chambre à star. 10.

figure III-2

- 9 -

le mode d'avalanches et le mode de dards.

Le premier est caractérisé par une amplification faible du nombre d'électrons libres primaires. Ceci revient à dire que les interactions entre charges d'espace d'avalanches contiguës sont négligeables. Les avalanches individuelles contiennent alors le même nombre de paires d'ions, ont sensiblement la même dimension géométrique et émettent des quantités de lumière équivalentes. Dans ce mode, les avalanches sont courtes. La définition spatiale des traces est donc très bonne, et du fait que les avalanches ont toutes des chances égales d'être observées, une mesure de l'ionisation est possible. Par contre, la lumière émise est très faible et l'on doit avoir recours aux tubes intensificateurs d'image pour procéder à l'enregistrement de l'information.

Le deuxième mode est réalisé lorsque l'amplification atteint une certaine valeur critique. Au dessus de ce seuil le champ propre du dipôle de l'avalanche régit les vitesses de propagation et d'amplification. L'avalanche s'est transformée en un dard ("streamer"). Le nombre de charges supérieur d'un ordre de grandeur au moins à celui obtenu en mode d'avalanches permet l'interaction de charges d'espace et empêche une amplification linéaire. Seule une fraction réduite des électrons initiaux est capable de développer des dards. Lorsque la densité ionique et le taux de formation d'ions sont suffisants, la photoionisation devient importante. La croissance du dard se fait par les deux extrémités de la région ionisée; on obtient alors un dard allongé dont le centre de gravité lumineux est très voisin de la position de l'électron primaire libéré par la particule détectée^[15]. La lumière est alors émise en quantité suffisante pour que la trace puisse être enregistrée directement sur film photographique. Ce mode de fonc-

tionnement (dards) conduit à une définition spatiale légèrement inférieure à celle obtenue par le premier mode (avalanches) et ne permet qu'une détermination relative de l'ionisation.

La théorie du développement spatio-temporel de l'ionisation dans les gaz sous l'hypothèse du régime d'avalanches est aujourd'hui bien établie. En 1914 déjà, Townsend donnait une description quantitative de la phase initiale de l'avalanche. Elle a été reprise plus récemment par F.Llewellyn-Jones^[6]. L'avalanche peut être définie comme étant la croissance du nombre d'électrons, d'ions positifs et négatifs, d'atomes excités et de photons créés par les électrons se déplaçant dans le gaz, sous l'influence d'un champ électrique extérieur. L'augmentation du nombre de charges découle donc d'une part de l'ionisation primaire par collision simple entre les électrons libres et les atomes du gaz (amorce de l'avalanche) et d'autre part de l'ionisation secondaire due aux interactions avalanche-gaz et avalanche-cathode. Le processus peut être décrit avec une grande précision en terme de coefficients de Townsend: α décrivant l'ionisation primaire et ω/α décrivant l'ionisation secondaire^[6].

α est la probabilité qu'un électron effectuant un déplacement unité sous l'influence du champ électrique E ionise un atome; ω/α est la probabilité d'ionisation par effets secondaires.

L'ionisation primaire élémentaire est donc de la forme $dn = n \cdot \alpha \cdot dx$. La valeur de α est fonction de la nature et de la pression p du gaz, ainsi que du paramètre E/p qui fixe la répartition en énergie des électrons primaires. Une analyse du phénomène faite par Davidson^{[7],[8]}, prédit pour le déplacement de charge (courant) une forme du type $I = A + B \cdot \exp(\lambda t)$ où A , B et λ sont des constantes indépendantes du temps et du lieu, fixées par les grandeurs α et

ω/α . Cette variation de l'ionisation est accompagnée d'une augmentation équivalente de la luminosité. La décharge émet donc une quantité de radiation visible qui croît exponentiellement en fonction du temps.

Dès que le développement de l'ionisation est dépendant de la charge d'espace, les coefficients α et ω/α sont fonctions de la charge et de sa répartition, donc dans notre cas, du temps et du champ électrique. Les équations doivent être modifiées fondamentalement. La description de l'évolution temporelle par une exponentielle n'est plus compatible avec les résultats expérimentaux qui indiquent une croissance plus rapide. Dans ce cas, l'équation de continuité n'a plus de solution analytique simple décrivant les taux de variation de la luminosité et de l'ionisation.

La transition de l'avalanche au dard a déjà été observée en 1936 par Raether^{[18], [19]}, et les conditions semi-empiriques sous lesquelles elle se fait ont été établies par Meek et Raether peu après^[20]. Cependant, aucune description quantitative générale de la phase relative au dard n'a encore été énoncée. Des essais de résolution numérique ont été effectués et ont donné de bons résultats^[8]. Il n'en reste pas moins que chaque cas expérimental doit être étudié pour lui-même, ce qui implique un grand effort de calcul.

Pour décrire la variation du nombre de charges et celle de la luminosité d'un dard, nous aurons donc recours à des considérations empiriques. Ces dernières permettront de faire des prédictions sur les conditions à réaliser pour atteindre le seuil de luminosité^{[9], [10]}.

Comme nous l'avons déjà vu, la croissance du nombre d'électrons libres est exprimée par $dN = \alpha \cdot dx$, N étant le nombre d'électrons qui parcourent la distance dx . Une avalanche créée par un seul électron se déplaçant à la vitesse W durant un temps t sous l'influence du

champ électrique constant E contient un nombre de charges égal à

$$n = \exp \{ \alpha W(t) \}$$

Le seuil de luminosité (pris dans le sens de seuil de perception visuelle) est atteint pour un nombre d'électrons dans l'avalanche environ égal à 10^8 . Dans ces conditions l'exposant $(\alpha W(t))$ est de l'ordre de 20. (Condition de Meek)⁽¹⁾.

En effet, des expériences réalisées par le groupe du S-LAC⁽²⁾ montrent qu'avec une impulsion d'environ 5 ns, il est possible de produire des avalanches ayant une longueur d'environ 1 mm et émettant entre 10^7 et 10^8 photons utiles, alors qu'avec une impulsion d'une durée supérieure à 10 ns un certain nombre d'avalanches sont déjà transformées en dards.

La condition de luminosité peut donc s'écrire:

$$\frac{\alpha}{E} \cdot \frac{E}{p} \cdot p W(t) \approx 20 \quad (1)$$

Dans le cadre de ce travail, nous considérons les gaz rares He, Ne et leurs mélanges. Pour ceux-ci, la condition (au voisinage de la pression atmosphérique)

$$3 < E/p < 40 \quad \text{Vcm}^{-1} \text{ Torr}$$

est réalisée, et le nombre moyen de collisions ionisantes par unité de champ électrique $\eta \cdot \frac{\alpha}{E}$ est une fonction linéaire de E/p ⁽³⁾. Il en va de même pour la vitesse moyenne $W(t)$. Nous pouvons donc écrire:

$$\eta = \frac{\alpha}{E} = K \cdot \left(\frac{E}{p} \right) + C_1 \quad \text{et} \quad W(t) = b \cdot \left(\frac{E}{p} \right)$$

La condition (1) ci-dessus devient alors:

$$K \cdot b \cdot \frac{E^3 t}{p^2} + C_1 \cdot b \cdot \frac{E^2 t}{p} \approx 20$$

K, b et C_1 sont des constantes pour un gaz donné. Elles sont telles qu'elles vérifient en général la relation $KE/p \gg C_1$.

Finalement, le seuil de luminosité est atteint si

$$\frac{E^3 t}{p^2} \approx 1,2 \cdot 10^7 / K.b \quad (2)$$

où E est exprimé en kVcm^{-1} , t en ns et p en ata.

Les valeurs expérimentales disponibles pour K.b sont les suivantes: [11], [13]

Gaz	$K.b [(\text{ata})^2 (\text{kV/cm})^{-3} \text{ns}^{-1}]$
Helium	500
Neon	415
Hénogal*	365

* Hénogal: mélange contenant 70% de Ne et 30% d'He.

Une comparaison entre les valeurs calculées à l'aide de (2) et les valeurs expérimentales disponibles donne le résultat suivant:

Gaz	$E^3 t/p^2$		
	calculé	expérimental	références
He	$2,4 \cdot 10^4$	$2,1 \cdot 10^4$	11
		$2,0 \cdot 10^4$	12
		$5,0 \cdot 10^5$	14
Hénogal	$3,3 \cdot 10^4$	$3,4 \cdot 10^4$	10
		$(1,5 \text{ à } 1,9) \cdot 10^5$	14
		$(1,4 \text{ à } 2,2) \cdot 10^5$ *	

* valeurs obtenues à $p = 1 \text{ ata}$. (présent travail)

Un accord raisonnable est donc réalisé entre le calcul et les valeurs des références [10] à [12] qui sont obtenues dans des conditions expérimentales équivalentes à

celles de [43]. Les valeurs de F. Rohrbach et al.^[44] correspondent à une luminosité supérieure à la valeur de seuil admise dans les autres travaux cités. Il en va de même pour nos résultats. La relation empirique (2) peut donc servir de base à la détermination de triplets de valeurs E, r et t .

t est ici l'intervalle de temps durant lequel le champ électrique E imposé dans la chambre a une valeur constante.

III-3. Brillance du dard au voisinage du seuil de luminosité.

La brillance d'un objet est définie comme étant le quotient du nombre de photons émis par l'objet dans un angle solide donné, à la section apparente de l'objet vu sous cet angle.

Dans le cas de notre appareillage, la pression étant fixée à la valeur de 1 ata, il nous reste la possibilité de varier simultanément E et t pour obtenir une brillance optimale et une longueur de dard minimale. La quantité de lumière émise par un dard est liée au nombre de collisions ionisantes engendrées par les électrons libres de l'avalanche. Considérons une portion de dard d'épaisseur dx . Le nombre de collisions est donné par:

$$dn = n(x) \cdot \theta \cdot dx = \theta [\exp(\alpha x)] dx = \theta [\exp(\alpha W - \alpha t)] dx.$$

θ est la probabilité qu'un électron fasse une collision ionisante radiative lors d'un déplacement unité sous l'action du champ E . Le nombre total de collisions ionisantes (donc de photons émis) est alors donné par:

$$n = \frac{\theta}{\alpha} [\exp(\alpha W - \alpha t) - 1]$$

En reprenant la notation de Bulos et coll.^[40] et en introduisant la condition de Meek, nous obtenons pour la

brillance B d'un dard de rayon moyen $\bar{R}$ et de longueur moyenne $\bar{L} = W_{\perp} t$:

a) vu de côté (perpendiculairement au champ électrique)

$$B_{\perp} \propto \left[\frac{\theta}{\alpha} \exp(\alpha W_{\perp} t) \right] / 2 \bar{R} W_{\perp} t$$

b) vu de face (parallèlement au champ électrique)

$$B_{\parallel} \propto \left[\frac{\theta}{\alpha} \exp(\alpha W_{\parallel} t) \right] / \pi \bar{R}^2$$

Comme il fallait s'y attendre, $B_{\parallel}$ est plus importante que $B_{\perp}$; en effet:

$$B_{\parallel} / B_{\perp} \propto W_{\parallel} t / \bar{R} = \bar{L} / \bar{R}$$

Exprimons ces brillances en faisant apparaître explicitement les grandeurs E et t qui sont directement mesurables.

Le rayon moyen d'un dard est fixé par la loi de diffusion qui fournit la condition $\bar{R}^2 = 4 \cdot D \cdot t$, où D est la constante de diffusion. F. Llewellyn-Jones^[61] donne la répartition en énergie des électrons, calcule leur énergie moyenne $\bar{\epsilon} = m \bar{v}^2 / 2$, et établit la relation de proportionnalité: $\bar{\epsilon} \propto E / p$. D'autre part, pour des particules de grande vitesse mais en faible concentration dans un milieu quasi stationnaire, D est donné par l'expression: $D = \frac{1}{3} \bar{l} \cdot \bar{v}$ ou $\bar{l}$ est le libre parcours moyen et $\bar{v}$ la vitesse moyenne des particules. Ces considérations montrent que D varie comme $E^{1/2}$ à pression constante. Les valeurs expérimentales disponibles^[13] montrent une dépendance de $(\frac{\theta}{\alpha})$ en $\frac{1}{E}$, et une variation linéaire en E pour θ , ce qui impose un α proportionnel à E^2 .

La condition de Meek $\alpha W_{\parallel} t = \alpha \bar{L} \approx 20$ donne dans ces conditions pour $\bar{L}$ une dépendance en E^{-2} .

Nous avons donc au seuil de luminosité (c'est-à-dire pour $(\alpha W t)$ et $(E^3 t/p^2)$ fixes), des brillances exprimées par:

$$B_H \propto \frac{1}{E} \cdot 1. (E^{\frac{1}{2}} \cdot E^{-3})^{-1} = E^{1,5} \quad \text{et} \quad B_H \propto t^{-0,5}$$

$$\text{et} \quad B_L \propto \frac{1}{E} \cdot 1. [(E^{\frac{1}{2}} \cdot E^{-3})^{\frac{1}{2}} \cdot E^{-2}]^{-1} = E^{2,25} \quad \text{et} \quad B_L \propto t^{-0,75}$$

Nous pouvons alors conclure avec F. Bulos et al.^[10] que les conditions optimales pour résoudre le problème de la photographie de traces sont réalisées en prenant des valeurs élevées de E et de faibles valeurs de t compatibles avec la constante $(E^3 t/p^2)$ fixée par la luminosité désirée. En effet, à luminosité égale, elles conduisent à des dards de plus faible extension.

Signalons encore que la radiation émise par les dards consiste en des raies spectrales distinctes et non en un spectre continu. La valeur plus élevée de la constante empirique de luminosité de l'hélium comparée à celle de l'hénogal (effet que nous avons expérimenté dans notre chambre) peut s'expliquer par un phénomène de pompage optique possible, dans le mélange He-Ne, qui conduit à une lumière émise dans le spectre visible plus importante dans le cas du mélange que dans celui de l'hélium pur. Un schéma des niveaux excités des atomes He et Ne (figure III-3, p. 48) illustre cette remarque.

Schéma des niveaux d'énergie pour le mélange de gaz He-Ne

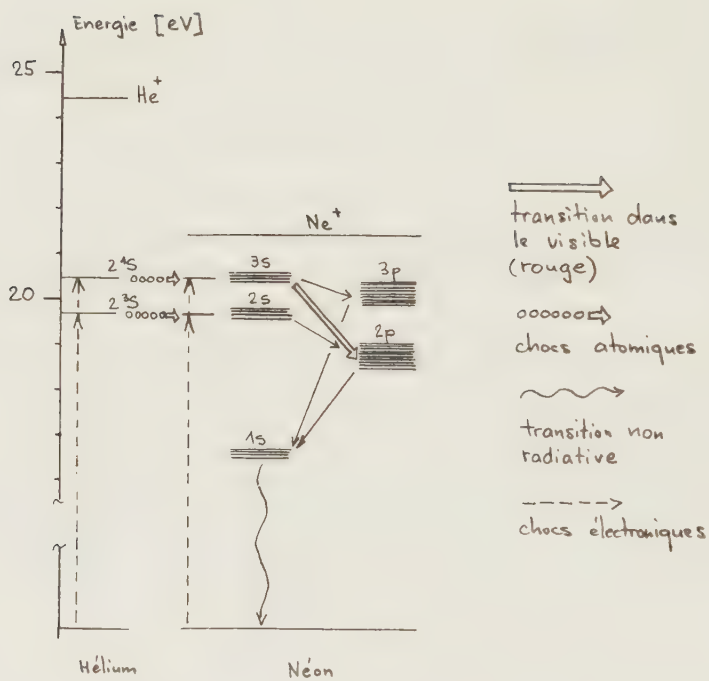


figure III - 3

IV. Optique et système d'acquisition de données.

Une des difficultés importantes à surmonter dans le cadre de l'acquisition de données avec les chambres à dards est l'enregistrement photographique de traces de très faible brillance intrinsèque. Nous avons signalé dans le chapitre précédent la condition de visibilité donnant la valeur limite pour le produit E^3t . Il faut remarquer que si l'obtention de hautes tensions et la génération d'impulsions rapides sont des problèmes complexes en eux-mêmes, celui de créer des impulsions à la fois de courte durée et d'amplitude très importante l'est doublement.

Une technique de la photographie aussi optimisée que possible est donc nécessaire.

Des essais pratiques et des prévisions numériques effectuées au SLAC en vue d'utiliser des tubes intensificateurs d'image n'ont pas été concluants⁽¹⁰⁾. En effet, avec la technique actuelle et pour de grandes chambres, un facteur 100 sur la sensibilité peut être obtenu, mais au détriment d'une perte importante de résolution. Ce facteur 100 est calculé en prenant une efficacité de 10% pour la photocathode et de 0,1% pour le film, valeurs qui sont déjà idéalisées. S'il n'y avait la perte de résolution, cette solution serait à envisager sérieusement. Un tel gain en sensibilité permet une réduction d'un facteur 10 de l'ouverture et d'obtenir une profondeur de champ 10 fois plus grande, comme cela sera démontré par la suite.

La brillance ayant été rendue maximale, pour une longueur de dard fixée par la précision de reconstruction désirée, les paramètres suivants doivent être ajustés:

- la sensibilité du film. Choix d'un film le plus sensible possible et d'un procédé de développement poussé, conservant une résolution suffisante à l'image pour permettre une reconstruction précise.

- le système optique. Il doit assurer une luminosité et une transmission maximale;
- l'ouverture du système optique. Aussi grande que possible, mais compatible avec une profondeur de champ égale à la profondeur de la chambre;
- le facteur de réduction de l'image.

IV-1 L'objet, l'optique, le film et son développement.

L'objet lumineux dont nous voulons enregistrer l'image photographique est un dard de forme cylindrique. Ses dimensions sont calculables à partir des relations établies précédemment.

Nos conditions expérimentales sont:

- Champ électrique $E = 22 \text{ kV/cm}$
- Durée de l'impulsion à mi-hauteur $t = 15 \text{ ns}$

La vitesse de croissance du dard (vitesse de déplacement des électrons) W et le coefficient de diffusion D ont pour valeurs dans ces conditions:

$$W = 3,2 \cdot 10^8 \text{ cm s}^{-1} \quad [16] \quad \text{et} \quad D = 2000 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \quad [15]$$

Nous pouvons alors déterminer les dimensions approximatives:

$$L = Wt \approx 0,64 \text{ cm} \quad \text{et} \quad R = \sqrt{4Dt} \approx 0,013 \text{ cm}$$

Des caméras, le dard apparaît donc comme un cylindre vu en perspective. Projeté sur le plan de mise au point, il s'inscrit dans une circonférence de rayon inférieur à 0,5 mm. Pour nos calculs, nous prendrons un cercle de 1 mm de diamètre, ce qui est bien une limite supérieure pour la dimension apparente des dards observés dans notre

chambre.

Quant au type de pellicule, après des essais systématiques (combinaisons film-bain de développement - température - temps de traitement) notre choix s'est porté sur le film KODAK 2485 High Speed Recording. Il a été traité en continu dans une machine à développer PAKOROL CTX de la firme 3M avec un bain XAD à la température de 95°F et à une vitesse de 3 in/mn. Ce traitement correspondait à un développement en cuve d'une durée de 5 min. Le γ -approximatif était dans ces conditions de 1,5, la résolution (R_f) de l'ordre de 50 lignes au mm et la sensibilité de 5000 ASA environ. Des essais effectués après l'irradiation test du CERN (été 1973) nous ont conduit à choisir pour la suite de l'exploitation de la chambre du film Tri-X Recording/50-265 et un bain de développement Versamat A (tous deux de la firme KODAK) qui permettent d'obtenir un meilleur contraste tout en assurant une résolution supérieure (~ 80 lignes au mm).

Les objectifs utilisés pour notre enregistrement de données sont des modèles standards de TOPCON: RE, Auto-TOPCOR 1:1,4 $f = 58$ mm. Ce sont des objectifs à 7 lentilles du type Gauss modifié. Leur coefficient de transmission optique peut être évalué à 95%. La résolution du système de lentilles pour un diamètre d'ouverture D est donnée par:

$$R_L = 1/2 \varepsilon^{-1}$$

$\varepsilon = 1,22 \lambda / D$ est l'angle d'ouverture des franges de diffraction de premier ordre. Nous avons dans notre cas:

$$R_L = [2,44 \cdot \lambda \cdot (f/D)]^{-1} \simeq 340 \text{ lignes au mm}$$

pour $\lambda = 6000 \text{ \AA}$ et $f/D = 2$

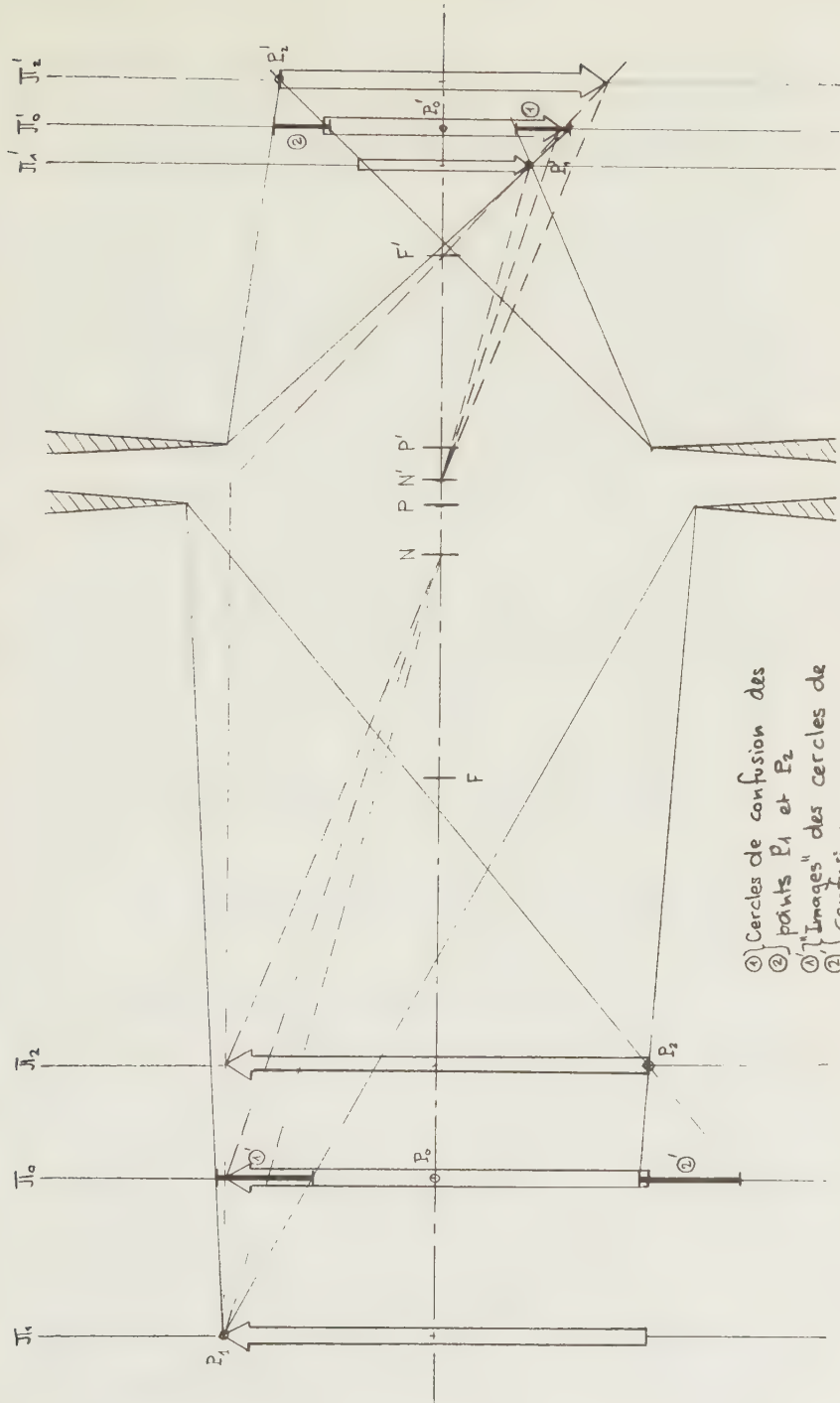
IV-2. Profondeur de champ, ouverture, réduction photographique.

En photographie, si l'on veut obtenir une bonne résolution de l'image, il faut habituellement tenir compte des limitations dues aux diverses aberrations, aux phénomènes de diffraction, à la résolution de la pellicule sensible utilisée et à la profondeur de champ. Pour notre chambre à dards, comme nous l'avons déjà constaté, les trois premiers phénomènes apportent, en première approximation, une contribution négligeable. Nous n'étudierons donc ici que le quatrième aspect de ce problème.

A cet effet, considérons un objet (par la suite la projection d'un dard) d'extension linéaire L_D situé sur l'axe optique du système de lentilles (objectif). Plaçons-le en trois positions différentes définies par les plans $\mathcal{M}_i$ perpendiculaires à l'axe optique et contenant les points P_0 , P_1 et P_2 . (cf. fig. IV-1, p23). $\mathcal{M}_0$ est le plan conjugué par rapport à l'objectif, du plan du film (plan de mise au point).

Le système optique est caractérisé par les éléments suivants:

- les pupilles d'incidence et d'émergence, de centres P et P'
- les points nodaux objet et image, N et N'
- la distance focale f , qui fixe les foyers objet et image F et F'
- l'ouverture utile $D = f/n$ ($1/n$ est l'ouverture relative.)



① Cercles de confusion des
 ② points P_1 et P_2
 ③ "Images" des cercles de
 ④ confusion

fig IV-1

Les distances intervenant dans notre calcul sont les distances ultranodales $p_i = \overline{P_i N}$ correspondant aux trois positions choisies et $p_i' = \overline{P_i' N'}$ les distances ultranodales conjuguées des images nettes correspondantes.

Un point objet situé en P_1 ou P_2 (hors du plan de mise au point) dont le conjugué serait en P_1' , respectivement P_2' , a pour image sur la couche sensible une tache circulaire: le cercle de confusion (① ou ②). L'extension de ce dernier est fixée par l'intersection du plan du film et du cône ayant pour base la pupille d'émergence et pour sommet le point P_1' (respectivement P_2'). Les images relatives au système de lentilles, des cercles de confusion observés sur la pellicule, sont des taches virtuelles dans le plan $\mathcal{M}_0$ (①' et ②'); elles sont formées par les rayons utiles issus des points objets P_1 et P_2 qui s'appuient sur le contour de la pupille d'incidence. Ce sont des cercles de diamètres

$$D_1 = \frac{f}{n} \frac{p_1 - p_0}{p_1} \quad \text{et} \quad D_2 = \frac{f}{n} \frac{p_0 - p_2}{p_2}$$

Si nous imposons pour les taches du plan image un diamètre unique d ,

les " taches objet " ont une extension

$$D_1 = D_2 = G \cdot d$$

où G est le grandissement (inverse du rapport de réduction m) du système de lentilles envisagé. Nous avons donc:

$$\frac{Gnd}{f} = \frac{p_1 - p_0}{p_1} = \frac{p_0 - p_2}{p_2}$$

Cette relation nous permet finalement de trouver pour

la profondeur p du champ de netteté:

$$p = p_1 - p_2 = \frac{(u+1)f^2}{f-Gnd} - \frac{(u+1)f^2}{f+Gnd} = \frac{4 \cdot n \cdot L \cdot (u+1) f^2}{f^2 - (Gnd)^2}$$

Nous pouvons remarquer qu'en première approximation la profondeur de champ p est linéaire en n (nombre d'ouverture) et quadratique en G .

Si nous admettons comme diamètre d du cercle de confusion quatre diamètres d'image nette de dard d'extension L_1 , l'expression de la profondeur de champ devient:

$$p = \frac{4 \cdot n \cdot L_1 (u+1) \cdot f^2}{f^2 - (4r_{\text{max}})^2}$$

Les données expérimentales (ouverture utile: $f/2$, distance focale: 58 mm, réduction: $1/40$, diamètre apparent d'un dard: 1 mm) nous fixent pour p la valeur de 67 cm environ, dimension qui est supérieure à la profondeur réelle de la chambre. Dans ces conditions, la résolution minimale du système "film - objectif" nécessaire pour photographier les dards est donnée par:

$$R_{\text{min}} = \frac{1}{\Delta} = \frac{G}{-p} \quad \text{et vaut} \quad R_{\text{min}} = \frac{40}{1} = 40 \text{ lignes au mm.}$$

Les résolutions du film utilisé et du système optique à disposition (respectivement de 50 et 340 lignes au mm) fournissent une résolution globale suffisante pour assurer un bon enregistrement de nos données (49 lignes au mm).

Il découle d'autre part des calculs de profondeur de champ ci-dessus que le plan du film doit être très bien défini. Cette condition n'est pas remplie si la pellicule est mal appliquée sur les glissières par la plaque de pression. Ce défaut, faible dans notre cas, permet une courbure transversale du film qui introduit

une profondeur de champ image. Cette dernière peut être évaluée à quelques centièmes de millimètre et entraîne une perte sensible sur le champ de netteté. Pour tenir compte de cette remarque, nous nous proposons de construire un système d'aspiration du film sur le fond de la glissière pour le conserver parfaitement plan et immobile durant l'enregistrement photographique.

Remarquons enfin qu'il n'est plus possible d'augmenter la luminosité en faisant le choix d'une ouverture plus grande (passage de $n = 2$ à $n = 1,4$ dans notre cas). A grandissement constant, ce gain d'un facteur $\sqrt{2}$ sur l'ouverture devrait doubler la luminosité. Cette amélioration théorique n'est pas vérifiée expérimentalement pour deux raisons. D'une part, la résolution des lentilles diminue pour les grandes ouvertures et d'autre part la surface des cercles de confusion est amplifiée deux fois elle aussi.

Si les traces situées au voisinage de l'électrode centrale sont enregistrées avec une bonne définition et un contraste légèrement amélioré, celles voisines des électrodes de terre (en dehors du champ de netteté) apparaissent floues et sous exposées. L'ouverture de $f/2$ est donc une limite pour notre système.

IV-3. Évaluation théorique des erreurs.

Avant d'entreprendre la reconstruction des événements mesurés, il convient de faire une prévision théorique de la précision attendue. Cette dernière est liée à l'estimation de la position du centre du dard lors de la mesure. L'erreur probable peut être évaluée à une fraction de l'extension effective du dard photographié et reprojeté dans l'espace objet.

Nous pouvons exprimer l'incertitude sur la position par la relation

$$\delta_c = \frac{1}{10} \left[L_D^2 + D_1^2 + (G^2 D_1')^2 + (G \lambda f/D)^2 + (G/R_L)^2 + (G/R_F)^2 \right]^{1/2}$$

dont les termes rendent compte des contributions suivantes:

- dimension réelle du dard
- influence de la profondeur de champ objet (chambre)
- influence de la courbure du film (profondeur de champ image)
- diffraction sur l'ouverture
- résolution de l'optique
- résolution du film

Dans notre cas, avec les valeurs déjà mentionnées plus haut, nous obtenons:

$$\delta_c \leq 0,2 \text{ mm}$$

Cette valeur est évidemment différente de celle obtenue en utilisant la définition habituelle de la résolution d'un système optique. Cette dernière fixe la distance minimum entre deux dards (dans l'espace objet) telle que ces derniers soient encore séparés sur l'image. Le calcul donne pour cette dimension la valeur moyenne de 1,5 mm environ.

D'autre part, en nous basant sur quelques essais préliminaires et en faisant appel à nos connaissances sur la mesure des clichés de chambre à bulles, il nous est possible de faire quelques considérations:

- La précision de pointé sur le centre du dard est de l'ordre de $3\mu\text{m}$; la fluctuation est due essentiellement au bruit de fond du film.
- La mesure étant toujours effectuée sur l'axe optique du système (appareil de mesure semi-

automatique ENETRA), aucune distorsion n'est à prendre en considération.

- Le système d'enregistrement digitalisé a pour unité $2,5 \mu\text{m}$.
- L'erreur due à l'opératrice peut être estimée à $4 \mu\text{m}$.

L'erreur globale au niveau du film a donc pour valeur $\delta_m \simeq 6 \mu\text{m}$; dans l'espace objet, cela équivaut à une incertitude sur la position inférieure à $0,25 \text{ mm}$. Cette valeur est compatible avec celle fournie par le calcul ci-dessus: $\delta_c \leq 0,2 \text{ mm}$. Elle doit être atteinte lors de l'exploitation de données fournies par notre chambre.

IV-4. Distorsion due aux objectifs.

Si les déformations introduites par l'optique dans le cas des chambres à bulles sont à peu près négligeables, même aux grands angles (distance focale élevée et petite ouverture utile), il n'en va pas même pour les chambres à dards.

Il est très vite apparu, lors des premières reconstructions, que la distorsion introduite par les objectifs utilisés était importante et devait être corrigée avec soin. Un point, vu sous un angle d'ouverture de $13,5^\circ$ (angle d'ouverture maximum) était reconstruit avec une erreur de 8 mm environ! Des mesures préliminaires ont montré qu'en première approximation la correction faite habituellement^[10], donnait de bons résultats dans le cas de notre système d'acquisition. Nous avons donc introduit un déplacement radial du type:

$$\Delta R = R_0 - R_r = (A \sin^3 \alpha) \cdot R_r \quad \text{où:}$$

α est l'angle d'ouverture, par rapport à l'axe optique,

sous lequel est vu le point à reconstruire,
 R_o et R_r sont les distances, réelle et reconstruite,
 du point à l'axe optique,
 A est une constante qui vaut 0,04 pour la zone d'ouverture angulaire nécessaire.

Par la suite, nous avons introduit dans le programme de reconstruction géométrique THRESH^[17], une correction d'optique du type:

$$\begin{pmatrix} x_o \\ y_o \end{pmatrix} = \left(1 + \beta_1 \frac{x_r}{p_o} + \beta_2 \frac{y_r}{p_o} + \beta_3 \frac{x_r y_r}{p_o} + \beta_4 \frac{x_r^2}{p_o^2} + \beta_5 \frac{y_r^2}{p_o^2} + \beta_6 \frac{(x_r^2 + y_r^2)^2}{p_o^4} \right) \begin{pmatrix} x_r \\ y_r \end{pmatrix}$$

Les valeurs précises des coefficients β_i ont été obtenus par une méthode de minimalisation^[12] en utilisant des marques fiduciaires comme points tests à reconstruire.
 (cf. chapitre VII, bloc CORREC et programme COROPT)

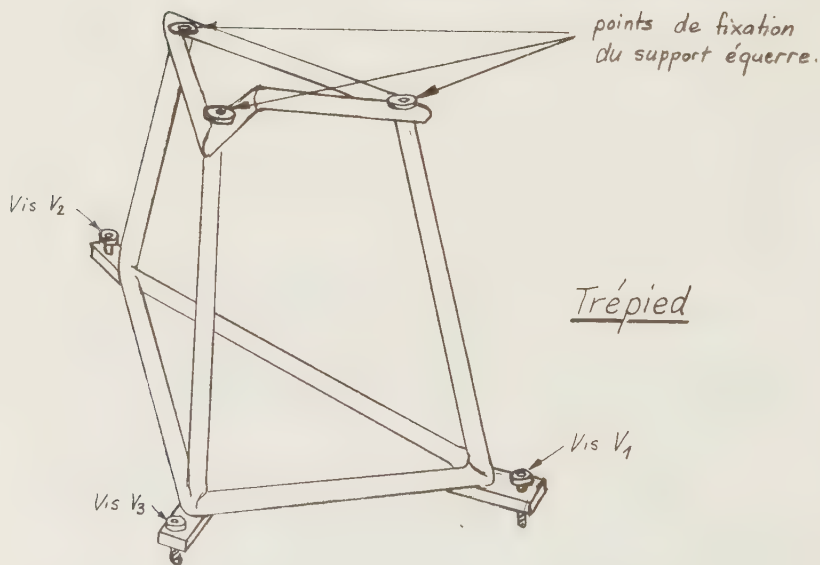
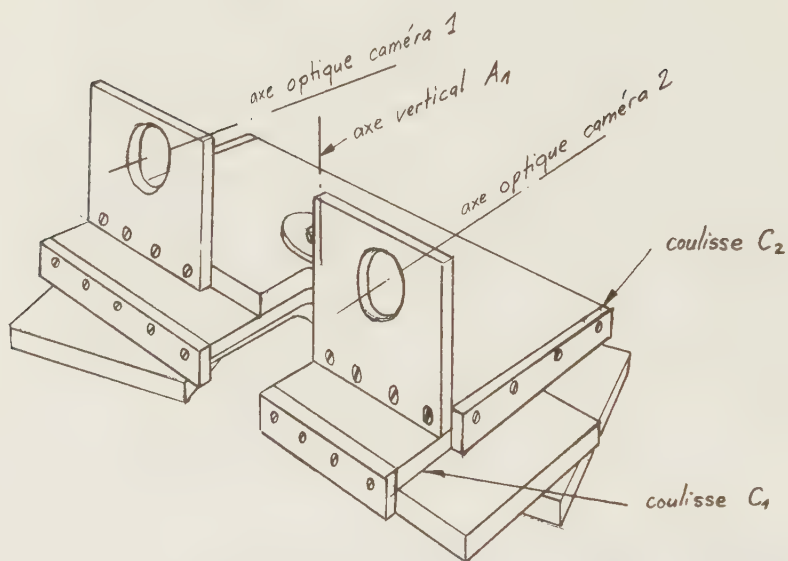
IV-5. Système de prise de données.

Nous avons fait le choix, fréquent dans le cas des chambres à bulles, de caméras à axes optiques parallèles.
 Cette option présente les avantages suivants:

- elle minimise la profondeur de champ nécessaire
- elle simplifie le problème des programmes de reconstruction
- elle facilite l'identification des traces correspondantes sur les vues stéréoscopiques
- elle permet la mise éventuelle du détecteur dans un champ magnétique, et ceci sans transformations importantes.

Une vue d'ensemble du support des caméras est donnée à la figure IV-2, p30. Actuellement le système comporte deux caméras dont les axes optiques sont distants de 380 mm. Le plan de netteté est confondu avec l'électrode centrale et correspond à une distance objet de 2,35 m.

Support équerre



Trépied

fig. IV-2

Le facteur de réduction photographique vaut 40, l'angle stéréographique 10° , et l'angle d'ouverture maximum $13,5^{\circ}$.

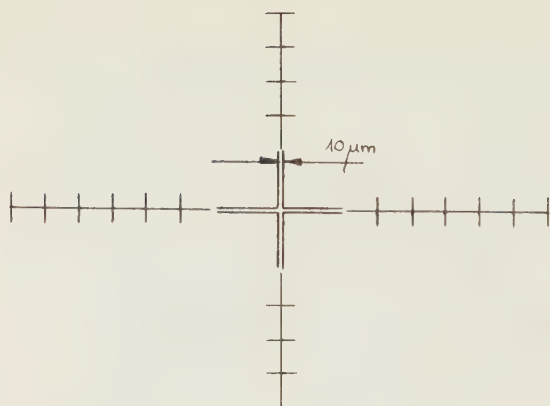
Une troisième caméra va prochainement compléter le système d'acquisition. Elle sera placée au dessus des deux premières, les centres optiques des trois appareils occupant les sommets d'un triangle équilatéral. L'enregistrement d'une vue supplémentaire permettra d'une part de lever les ambiguïtés de reconstruction survenant pour des événements situés dans le plan des axes optiques des deux premières caméras, et d'autre part d'améliorer sensiblement la détermination des traces faisant un angle faible avec la direction de visée.

Le parallélisme des axes optiques a été obtenu en utilisant 3 points d'appui sur les boîtiers des caméras, en prenant pour base les glissières de film. L'usinage final des trous de centrage et des butées d'appui a été exécuté sur le support équerre terminé. La précision sur l'entre-axe est de 10^{-2} mm alors que le parallélisme est assuré à mieux que 0,05 mrad.

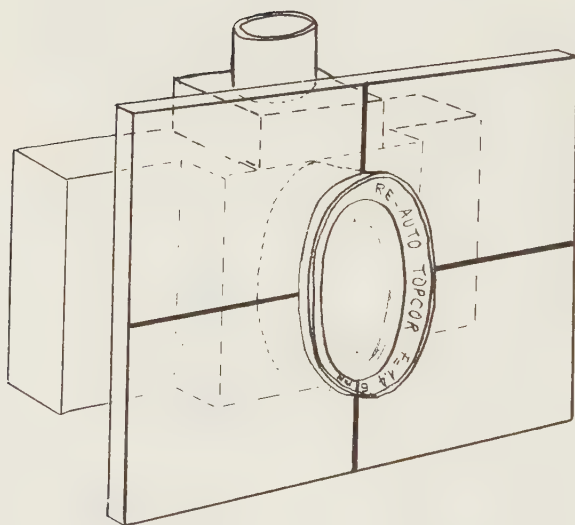
Pour des questions d'usinage et de facilité de transport, le système de prise de données est mécaniquement indépendant de la chambre. Un procédé d'alignement précis a donc dû être élaboré.

Les caméras sont équipées d'un verre de visée comportant un réticule, et chaque objectif est muni d'un écran blanc sur lequel est dessiné une croix centrée sur l'axe optique à mieux que 0,1 mm (cf. fig. IV-3 p 32). L'image aérienne de mise au point est observée à travers un viseur à amplification agrandissant sa zone centrale d'un facteur 6,5.

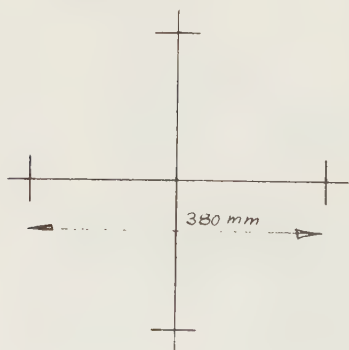
Un miroir plan amovible est placé devant la chambre. Il repose sur 3 points d'appui doubles et sa position par rapport aux marques fiduciaires est reproductible à mieux que 10^{-2} mm. Un grand réticule est gravé sur le miroir, des



Réticule du
verre de visée.



Ecran de
centrage.



Réticule du
miroir.

figure IV-3

croix indiquant la trace des axes optiques des caméras (cf. fig IV-3 p32). Le positionnement s'effectue en deux phases:

- obtention de la perpendicularité des axes optiques et du miroir
- centrage sur les croix du réticule du miroir.

Les appareils étant en face du miroir, le premier réglage est fait en centrant l'image virtuelle de la croix de l'objectif dans la croix du réticule. Cette opération est réalisée par une rotation du porte-caméras autour de l'axe A_1 et par un basculement du trépied dans un plan vertical perpendiculaire au miroir au moyen des vis à pas fin V_1 à V_3 . L'épaisseur du "trait" du réticule figurant sur les verres de visée est de $10\mu\text{m}$. Le centrage au niveau du film peut être réalisé avec une précision égale au 20% de cette largeur. L'imprécision sur le centrage de la croix des objectifs étant de 0,1 mm, nous trouvons (en faisant des considérations analogues à celles du paragraphe IV-3) une perpendicularité assurée à mieux que 0,03 mrad. Ceci équivaut à un déplacement maximum possible de la trace de l'axe optique dans le plan de l'électrode centrale de 0,07 mm.

Les caméras ayant leurs axes optiques perpendiculaires au miroir, les croix des verres de visée sont amenées en coïncidence avec celles du miroir par des déplacements parallèles au plan du film: une translation horizontale (coulisser C_1) et une translation verticale plus une rotation (vis V_1 à V_3). Dans ce deuxième positionnement, la précision attendue est estimée à 20% de la largeur de trait du réticule projeté dans le plan du miroir, soit $\pm 0,08$ mm.

La distance plan du film-miroir est ajustée à l'aide de la coulisse C_2 ; elle est connue à 0,2 mm près. Cette imprécision entraîne une erreur maximale possible

sur la reconstruction transversale d'un point de 0,015 mm. Les centres optiques sont finalement déterminés à 0,2 mm près selon les axes optiques et à mieux que 110 μ m dans le plan perpendiculaire à ces derniers. Dans leur première version les marques fiduciaires étaient formées chacune de cinq diodes lumineuses LED, placées aux sommets et au centre d'un carré de 15 mm d'arête. Elles étaient au nombre de 8, 4 en avant et 4 en arrière de la chambre, dans des plans perpendiculaires aux axes optiques. Les résultats des mesures correspondant à la période test de Lausanne ont montré que la précision attendue ne pouvait pas être atteinte avec ces marques de référence. Actuellement, les 12 marques fiduciaires sont gravées dans du plexiglas noirci, et éclairées indirectement par réflexion totale. Huit sont situées en avant de la chambre et quatre dans le plan arrière. Leur position par rapport aux croix du miroir de référence a été déterminée par triangulation (programme BOA^[22]).

IV-6. Modifications (I)

Les améliorations et compléments au système d'acquisition de données, en cours de réalisation ou à l'étude, sont:

- des dos de caméras comportant un système de blocage du film par aspiration et permettant de charger 40 m de pellicule en une fois;
- une nouvelle plaque support permettant l'installation de la troisième caméra;
- un système de blocage rapide des objectifs sur une distance de mise au point présélectionnée;
- une colonne supplémentaire entre le trépied et le système de support des appareils photographiques. Cette dernière facilitera la deuxième phase de

l'alignement, permettra une précision accrue et assurera une reproductibilité meilleure du positionnement. La première phase sera également simplifiée, un réglage préliminaire pouvant se faire au moyen de niveaux placés sur les socles de la chambre et du porte-caméras.

V. La construction de la chambre.

Notre chambre à dards, baptisée " Dardanelle ", se présente sous la forme d'une ligne de transmission rectangulaire, avec une électrode haute tension plane située à mi-distance des électrodes de terre. L'espace inter-électrode est de 27,5 cm, ce qui place notre détecteur dans la catégorie des grandes chambres. Les dimensions caractéristiques en sont précisées par une vue d'ensemble qui montre la disposition générale du système (fig.V-1 p 37).

La chambre rayonne, avec ses deux intervalles inter-électrodes, comme un quadrupole (en $1/r^4$). Le spectre des fréquences émises s'étend au-delà de 100 Mc/s, comme l'indique la relation fréquence de coupure- temps de montée

$$f_2 \text{ [Mc/s]} \simeq 0,35/\text{tr}[\mu\text{s}] \simeq 0,35/(3,5 \cdot 10^{-3}) = 100 \text{ Mc/s}$$

où f_2 est la fréquence de coupure (3dB) et tr le temps de montée (10% - 90%).

Les électrodes de terre sont prolongées et fermées sur elles-mêmes, assurant une impédance spécifique relativement constante en fonction de la longueur de la chambre et constituant un blindage radio-fréquence efficace. La rigidité mécanique de l'ensemble est assurée par une armature en cornières de laiton soudées. Des plaques de laiton de 2 mm d'épaisseur, vissées sur cette armature, constituant la cage de Faraday.

V-1. Le volume de détection.

Les conditions à remplir par l'enveloppe contenant le gaz sont une grande transparence optique, une très

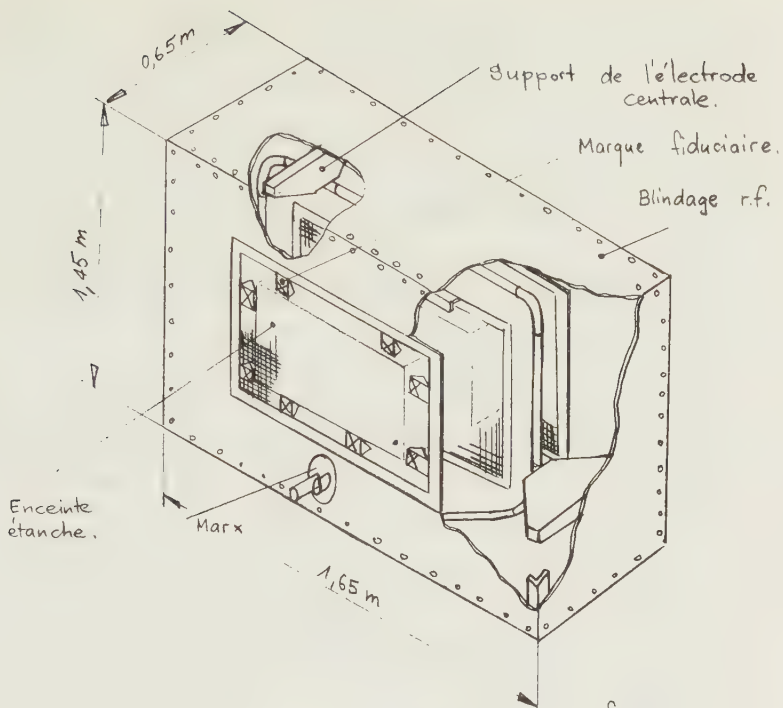
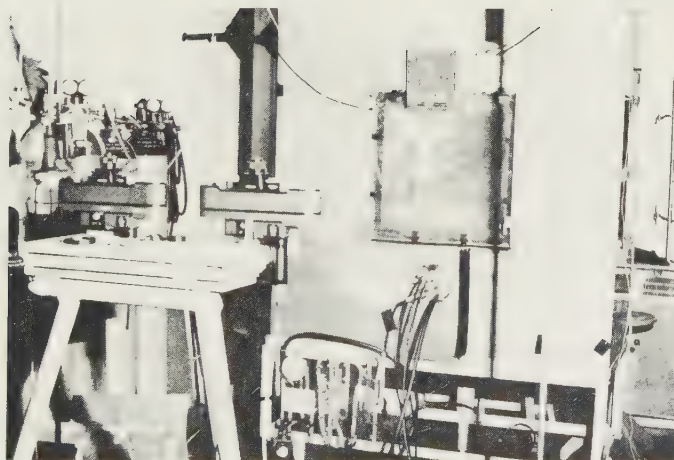


figure V-1



bonne imperméabilité aux gaz, une résistance de surface élevée et une tenue en tension maximale.

Lors des premiers essais, l'enceinte étanche était réalisée en plexiglas collé. A la mise sous tension de la chambre, de nombreuses décharges de surface se sont produites. Très vite, des cheminements d'arcs sont apparus sur les parois latérales, entraînant un courant de fuite important et une luminosité parasite qui masquait les dards. Des essais de tenue en tension en atmosphère gazeuse et sous vide ont montré que ce matériau présente une relativement mauvaise résistance de surface à très haute tension et qu'il " dégaze " d'une manière importante. Ces deux défauts le rendent impropre à la construction d'une chambre à dards.

Une enceinte en mylar-polyéthylène, placée entre les électrodes, constitua la deuxième version de la "boîte à gaz". Nous pensions ainsi éviter des amorces de décharge dues au champ électrique élevé régnant au voisinage des fils fins formant les électrodes. Deux phénomènes imprévus nous ont contraints à abandonner cette solution:

- à faible intensité lumineuse, la transparence du mylar-polyéthylène n'est pas excellente, et une importante quantité de lumière est diffusée par ce matériau;
- une illumination des parois de mylar (principalement des fenêtres parallèles aux électrodes) s'est produite fréquemment. Mis à part sa grande beauté, cet effet ne présente que des défauts. Il empêche en particulier l'observation des dards.

Ces flashes peuvent être initialisés par une accumulation, sur les parois de mylar, de charges qui produisent une amorce d'ionisation importante lorsque la chambre est mise sous tension. Comme le mylar offre une ré-

sistance de surface élevée, la charge reste localisée pendant un temps assez long. L'accumulation est facilement réalisée si des particules à grand pouvoir d'ionisation atteignent les parois.

Dans sa version actuelle, notre chambre a ses électrodes à l'intérieur du volume sensible. Les illuminations parasites n'apparaissent que sur moins de 2% des clichés et seulement sur une portion réduite de l'image. Il s'agit principalement de réflexions de traces très intenses sur les parois latérales et sur le fond de la chambre. Les faces latérales sont formées de mylar-polyéthylène de $20\text{ }\mu\text{m}$ alors que les fenêtres avant et arrière sont en mylar-atlar de $10\text{ }\mu\text{m}$ qui offre une transparence excellente, voisine de 0,96. L'assemblage est fait par soudure à l'aide d'une pince à impulsions de chaleur. A partir d'une épaisseur de $9\text{ }\mu\text{m}$, le mylar tient mécaniquement le vide. D'autre part, son taux de diffusion des impuretés est faible. Vingt microns de mylar-polyéthylène ou dix microns de mylar-atlar limitent le débit par unité de surface à une valeur inférieure à $10^{-4}\text{ cm}^3/(\text{cm}^2 \cdot \text{heure})$.

De par sa construction (sac de mylar supporté par les électrodes) notre chambre ne supporte pas les grandes différences de pression. L'air qu'elle contient ne peut pas être évacué avant que l'on procède à son remplissage par un gaz inerte. Un rinçage à grand flux doit donc être effectué avant sa mise en service. Par contre, l'épaisseur des parois est très faible (exprimée en g/cm^2 , elle équivaut à 1 cm de gaz environ) et le nombre d'événements s'y produisant est peu important.

V-2. Pureté du gaz et temps de mémoire.

Lors de la mise en marche du détecteur, un laps de temps assez important s'écoule avant l'apparition des dards.

Ce phénomène s'explique par la présence, dans le gaz inerte remplissant la chambre, d'impuretés électronégatives.

Ces dernières empêchent la formation des dards en piégeant les électrons libres créés par le passage de la particule ionisante. La vitesse de recombinaison est fonction de la concentration de ces gaz. Le degré de pureté se reflète donc dans le temps de mémoire de la chambre. Les impuretés peuvent provenir soit de traces d'air subsistant encore dans la chambre, soit d'air entré dans la chambre par diffusion à travers les parois. Le ringage à très haut flux durant une demi-journée élimine pratiquement la première cause, la limite de 0,5%^[10] d'impuretés signalée par le groupe du SLAC étant alors atteinte. En régime d'exploitation, un débit de 150 cm³/mn assuré en permanence compense le phénomène de diffusion. Aucune amélioration du temps de mémoire n'est constatée pour des débits plus importants. Dans ces conditions une bouteille de gaz (50 litres sous 150 atu.) suffit pour 830 heures de fonctionnement, soit environ un mois de régime continu (pas de ringages ni de fuites!).

Les mesures faites au SLAC montrent qu'une adjonction de 10⁻⁵ à 10⁻⁴ partie de fréon-12 dans de l'hélium pur (99,999%) réduit considérablement le temps de mémoire de la chambre. Il passe en effet de plus de 50 μ s à 2 μ s. V.Eckardt^[24] et A.Abashian^[23] trouvent qu'une concentration de 10⁻⁷ en SF₆ a le même effet et qu'une partie par million du même gaz le fixe à une valeur de 1 μ s.

Dans notre réalisation actuelle, le temps de mémoire est voisin de 10 μ s. Il ne permet pas d'irradier notre chambre par un faisceau de particules de grande intensité. Nous avons donc en projet la construction d'un système de mélange de gaz qui permettra d'introduire du SF₆ de manière continue et en quantité ajustable

dans le gaz de la chambre. Un schéma de principe du dispositif est donné à la fig.V-2., p42). Signalons encore que, selon les observations de A.Abashian et coll., la brillance des dards n'est pas modifiée de façon sensible par cette méthode de réduction du temps de mémoire.

V-3. Les électrodes et l'adaptation de la chambre.

Les électrodes doivent avoir une faible résistivité, afin de conserver une valeur constante de la haute tension sur toute la longueur de la chambre, présenter une faible quantité de matière (en g/cm²) et offrir une transmission optique maximale. Elles sont composées d'un treillis de fils d'acier inoxydable de 30 μ m de diamètre distants de 0,55 mm, et ont une transparence de 89%. Le grillage est tendu puis soudé sur des cadres de circuit imprimé. L'électrode centrale est bordée d'un cylindre de corona, de diamètre égal à 0,2 distance interélectrode, pour limiter les effluves contre la terre.

Comme nous l'avons vu précédemment, la brillance et l'uniformité des dards dépendent de façon critique du champ régnant dans le volume sensible. Nous devons donc avoir une impulsion de haute tension constante sur toute l'étendue de la chambre. Ceci n'est possible que si le circuit est bien adapté. Considérons trois types de chambres à double intervalle interélectrode, de longueur L.

1. Les chambres courtes, pour lesquelles le temps de propagation est petit comparé à la largeur t de l'impulsion ($2L/c \ll t$), se comportent comme des condensateurs. Leur capacité est donnée par la relation

$$C = 2 \epsilon_0 \epsilon_r W L / G$$

Mélangeur de gaz. (schéma de principe)

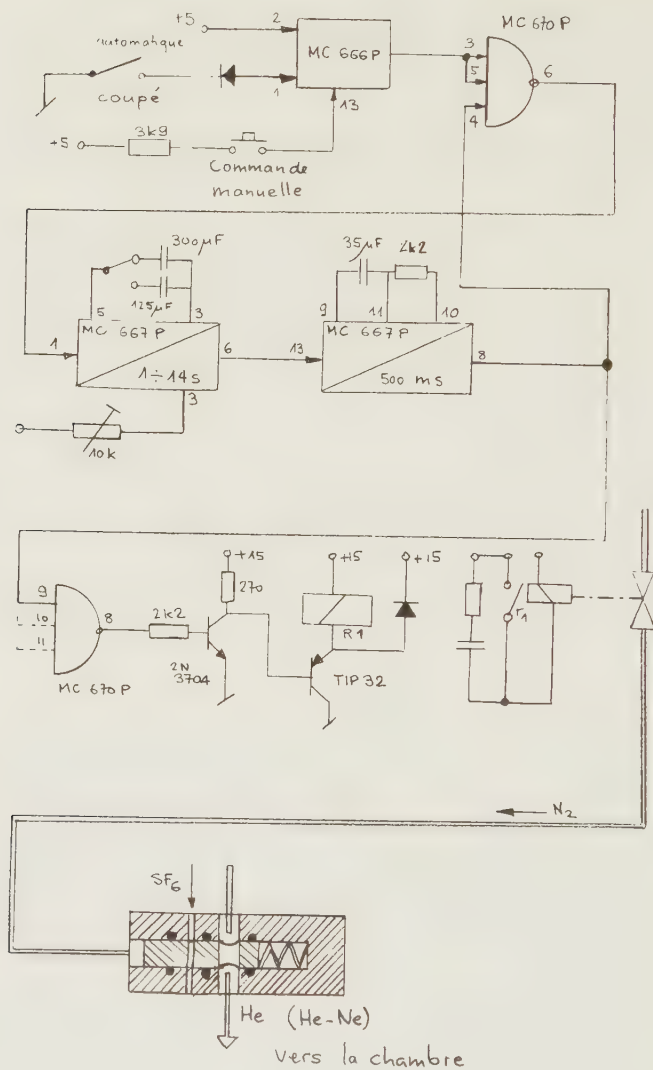


figure V-2

avec W largeur de la chambre et G distance interélectrodes. L'adaptation de la chambre n'est pas nécessaire, l'impédance du générateur qui l'alimente a peu d'importance et même la forme de l'impulsion a peu d'influence.

2. Les chambres longues, pour lesquelles la largeur de l'impulsion est petite par rapport au temps de transit ($t \lesssim 2L/c$), se comportent comme des lignes de transmission. Leur impédance caractéristique est exprimée par

$$Z = 377 \cdot G / [2\sqrt{\epsilon_r} (G+W)]$$

relation qui tient compte des effets de bords. L'adaptation joue alors un rôle important, aussi bien pour la source que pour la charge.

3. Les chambres de longueur moyenne (L 50 à 80 cm) ont un comportement hybride. L'impédance de charge doit être ajustée en optimisant la brillance et l'uniformité des dards. Elle aura une valeur comprise entre 2 et 10 fois l'impédance caractéristique de la chambre, considérée improprement comme ligne. L'énergie à fournir dans une impulsion sera dans ce cas plus grande que pour une chambre du type capacité, mais moins importante que pour un détecteur du type ligne.

Les résultats des nombreux essais de tenue en tension, effectués sur des résistances au carbone provenant de firmes différentes, sont les suivants:

les éléments dotés d'une coiffe métallique ou constitués d'une spirale de carbone disposée sur un cylindre isolant ne supportent pas l'impulsion de tension appliquée. Il en va de même des composants dont les connexions ont des ancrages trop profonds.

Tous les échantillons présentent une légère inductance.

Une charge ohmique pure n'est donc pas réalisable, et l'adaptation des chambres (même pour le type ligne où l'impédance caractéristique est calculée avec précision) doit être faite en procédant à un contrôle visuel de son influence.

Ces éléments "vieillissent" rapidement, leur résistance dérivant d'une manière assez prononcée.

Finalement, notre choix s'est porté sur les produits de la Maison Allen Bradley, qui ont une très bonne tenue de tension et une stabilité satisfaisante. Néanmoins, il convient de procéder périodiquement au contrôle des résistances d'adaptation.

Des essais, effectués au SLAC^[10], prévoyant l'utilisation d'une résistance électrolytique (CuSO_4), n'ont pas fourni de bons résultats, des problèmes de stabilité en température n'étant pas résolus. L'impédance de notre chambre, considérée comme une ligne, est d'environ 60Ω . Nous avons obtenu une homogénéité optimale des dards en branchant une charge de 430Ω à l'extrémité de la chambre sous la forme de 2 chaînes parallèles de 22 résistances chacune.

V-4. Modifications (II)

Nous avons en projet la construction de nouvelles électrodes ayant une meilleure transparence et une plus faible résistance. Elles seront constituées de fils de cuivre au béryllium dont l'espacement sera supérieur au pas du treillis actuel.

D'autre part, pour augmenter l'étanchéité du sac à gaz et faciliter son échange standard en cas de perforation, un montage avec joints torriques est prévu.

Finalement, un dispositif de mélange de gaz et de contrôle de leur pureté est en construction.

VI. L'alimentation et la commande de la chambre.

Nous avons établi au paragraphe III-2 qu'il était nécessaire de fournir une impulsion rectangulaire satisfaisant la condition $E^3 t / \rho^2 \approx 2.10^5 \text{ (kV/cm)}^3 \cdot \text{ns. (ata)}^2$, afin que les dards puissent être photographiés. Notre problème est donc, maintenant, de créer une impulsion de 640 kV d'amplitude et de 15 ns de largeur, puis de l'appliquer à la chambre dans un délai aussi court que possible (inférieur à $1 \mu\text{s}$, temps de mémoire de la chambre) après le passage de la particule détectée. L'énergie fournie doit être de 17 Joules environ, le courant atteignant la valeur de 6000 A. (cf. fig. VI-5, p 58)

En pratique, la forme de l'impulsion n'est pas un rectangle parfait. Elle présente des temps de montée t_m et de déclin t_d finis ainsi qu'une amplitude dépendant du temps. Ces restrictions sur la qualité de l'impulsion ont une influence sur les conditions de visibilité des dards. En particulier, le temps de montée doit être de l'ordre de la dizaine de nanosecondes au maximum, temps caractéristique pour la diffusion latérale des électrons et des ions, sinon la concentration de charge d'espace est insuffisante pour l'obtention de la phase de dards. C'est aussi durant cet intervalle de temps que les charges diffusent et se déplacent à la vitesse $\bar{V}$ sous l'influence du champ électrique. Les traces ont donc subi une translation d'une quantité $x \approx \bar{V} \cdot t_m$ au moment où le seuil de luminosité est atteint.

Mentionnons encore que la courte durée imposée pour l'impulsion, de même que la valeur basse de l'impédance naturelle de la chambre, imposent une faible impédance de sortie du générateur.

La solution généralement utilisée est la construction d'un générateur du type Marx et d'une ligne de mise en

forme de Blumlein. Cette dernière est rendue nécessaire par le temps de montée important des Marx utilisés, qui sont généralement de grande dimension. (SLAC: 1,3m X 1,3m X 2,25m, $t_m=120$ ns; DESY: $t_m=50$ ns; Illinois: $t_m=200$ ns)

Dans notre cas, nous avons construit un générateur très compact. L'impulsion fournie a un temps de montée inférieur à 10 ns et nous l'avons coupée pour en fixer la longueur par un éclateur commandé.

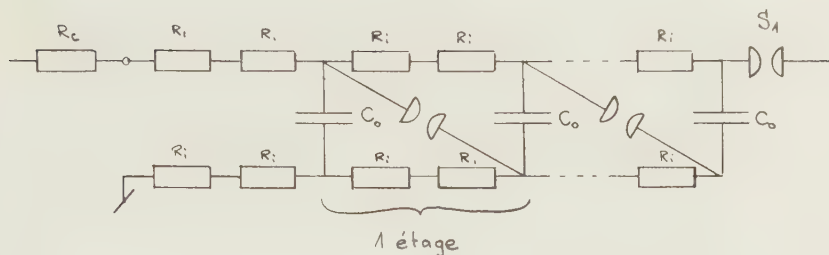
VI-1. La construction du générateur d'impulsions haute tension.

Un générateur Marx est un transformateur de tension. Alimenté sous une tension continue U , il fournit une impulsion rapide d'amplitude $U_0 = N.U$, où N est le nombre d'étages de l'appareil. L'amplification est obtenue en chargeant en parallèle, sous la tension U , les N étages capacitifs du système et en les déchargeant en série au moyen d'éclateurs. Le temps de montée de l'impulsion fournie est fixé essentiellement par la géométrie du générateur alors que le temps de déclin est fortement influencé par les caractéristiques de la charge.

Notre Marx, schématiquement représenté par la fig. VI-1 p 47, a la forme d'un cylindre dont les dimensions caractéristiques sont une longueur de 30 cm et un diamètre de 16 cm. Il est constitué d'une enceinte étanche au gaz et à la lumière, pouvant supporter une surpression interne de 8 atu., de la batterie de condensateurs et de la flasque de fermeture comprenant les diverses alimentations. (cf fig. VI-2, p 47) Les connections électriques, l'arrivée du gaz et l'assemblage des trois parties du Marx sont conçus de façon à permettre un montage et un démontage rapide du système lors de contrôles ou de réparations éventuelles.

La charge des 24 étages de condensateurs en simple po-

Générateur de Marx - Vue schématique



$R_c = 2\text{ M}\Omega$ résistance de protection du générateur de puissance
 $R_i = 390\text{ k}\Omega$ résistances d'alimentation / d'isolation
 S_1 éclateur série, relié à l'électrode centrale.

figure VI-1

Générateur de Marx - Vue d'ensemble



figure VI-2

larité, sous une tension de 23,5 kV ou de 29 kV (remplissage de la chambre en Hénogal ou en Hélium pur) est assurée par un générateur de puissance Hivotronic PSU-50-50-1. L'alimentation s'effectue à travers la résistance de protection R_c et par les connexions entre condensateurs formées des résistances internes R_i . Ces dernières font office de résistances d'isolation lorsque le Marx est déchargé en limitant le courant vers la terre. Les valeurs de R_c , de l'impédance caractéristique d'entrée (fonction de R_i) et de la capacité équivalente du Marx fixent la constante de temps de charge τ du système.

Le générateur doit se recharger en un temps minimal afin de ne pas imposer un temps mort trop important au système d'acquisition de données. D'autre part, son état de charge au moment du déclenchement doit être reproductible à mieux que 1%; toute fluctuation de l'alimentation se retrouve, amplifiée, sur l'amplitude de l'impulsion de sortie et provoque une modification de la luminosité et de la longueur des dards observés.

Ces deux impératifs sont en partie incompatibles, des fluctuations assez importantes de la tension de charge étant constatées pendant 5 à 10 τ . Si l'on fixe le temps de charge à une valeur de 0,5s égale au temps mort de nos caméras, la résistance d'alimentation R_c doit être de 1 M Ω (valeur maximale). Le courant de charge a, dans ces conditions, une intensité de 30 mA environ, ce qui est compatible avec les possibilités du générateur utilisé.

Pour assurer une décharge nette du Marx, des pointes corona sont placées entre les électrodes des condensateurs d'étages consécutifs. Elles sont à un potentiel voisin de $U/2$ et assurent la présence d'électrons li-

bres en suffisance pour éliminer le retard lors de la formation des arcs. La réalisation pratique est explicitée par la fig.VI-3, p50. Les éclateurs de liaison entre étages sont formés par les armatures-mêmes des condensateurs. Le chemin électrique est donc optimisé, et les inductances parasites réparties sont minimales. Elles peuvent être évaluées à environ 15 nH par étage.

Un grand soin a été pris pour réduire le nombre d'éléments résistifs placés dans un champ important; en particulier, aucune résistance n'a son axe parallèle à celui du Marx. Les supports de condensateurs (pièces 611, 612, 621, 622 fig.VI-3) sont exécutés en Araldit D (durcisseur HY 956 et charge de microdol). Ce matériau a une permittivité relative ϵ_r de 5,5, un faible coefficient de pertes ($\text{tg}\delta = 0,009$) et est un bon isolant ($\rho = 6,1 \cdot 10^{15} \Omega\text{cm}$). Son champ de perforation dépasse 200 kV/cm et sa résistance à l'arc. Aucune défectuosité du corps du Marx n'a été constatée jusqu'à ce jour. Des rainures pour encastrer les résistances d'alimentation sont usinées sur les faces externes des supports, les contacts avec les armatures des condensateurs sont assurés par des lamelles ressort en bronze ou béryllium.

A la suite de mauvaises expériences réalisées dans les premières versions du Marx avec des résistances à film de carbone (claquages fréquents), nous avons équipé le générateur actuel de résistances moulées dans l'isolant des firmes Allen Bradley et Morganite. Dès lors, aucune panne due aux chaires de résistances n'a été enregistrée.

Les étages capacitifs sont constitués par des pastilles en titanate de baryum de 2 nF chacune (Type HDT de la maison LCC, France). Ces condensateurs ont été choisis

Support et connexion des capacités

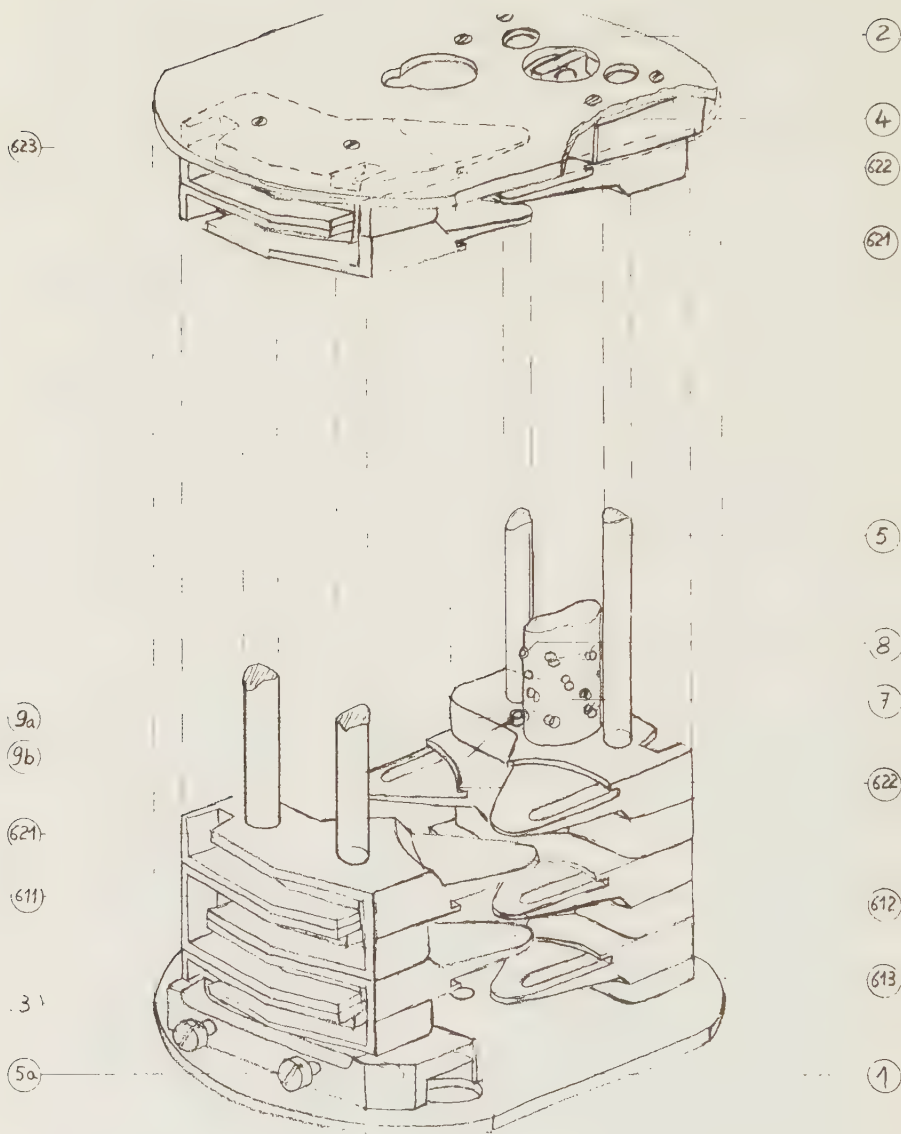


figure VI-3

malgré leur faible résistance aux chocs qui accompagnent la décharge et leur coefficient de température élevé. Ils présentent en effet un encombrement minimal, sont livrés sans enrobage ni connexions et ont un prix de revient très bas. L'isolation de ces unités, qui a longtemps posé des problèmes, des claquages de surface se produisant fréquemment, est maintenant réalisée par une couche de plastic en spray Kontakt 70 de la firme Kontakt-Chemie AG. Le contact entre la pastille et les électrodes est assuré par une rondelle ressort en bronze au béryllium de 0,05 mm d'épaisseur. L'alignement des électrodes doit être réalisé avec soin, puisqu'elles servent d'éclateurs. Une dispersion de 0,1 mm, sur les espacements, provoque déjà des déclenchements parasites partiels. Enfin, une grande symétrie doit être assurée et un excellent état de surface des électrodes est nécessaire, sinon des effluves se produisent, entraînant des fluctuations de la charge des condensateurs. On observerait alors un déclenchement beaucoup moins net du générateur.

Le Marx est déchargé en appliquant une courte impulsion de déclenchement de 20 kV à une électrode située entre les armatures formant le premier éclateur. La position de cette pièce de commande est ajustable et est fixée lorsque le retard et la reproductibilité du déclenchement sont optimisés.

Le retard à la décharge est dû essentiellement au temps de formation de l'arc et est minimisé lorsque la tension de charge U peut être maintenue très voisine de celle de claquage statique U_a . La composition et la pression du gaz dans l'enceinte influencent fortement ce dernier point. Les conditions optimales pour notre générateur sont un mélange de $4 \cdot 10^{-4}$ parties de CF_3Br dans de l'azote et une pression de $2,3 \text{ kp/cm}^2$. Elles

permettent un fonctionnement stable avec $U_0 - U$ inférieur à 1 kV, et rendent les autoclaquages dus aux électrons libres pratiquement inexistantes. Une légère corrosion des électrodes et des pointes corona étant apparue lors des premiers essais, une ventilation continue de l'enceinte avec un débit de quelques cm par minute s'est avérée nécessaire. Elle contribue ainsi indirectement à une meilleure stabilité du dispositif.

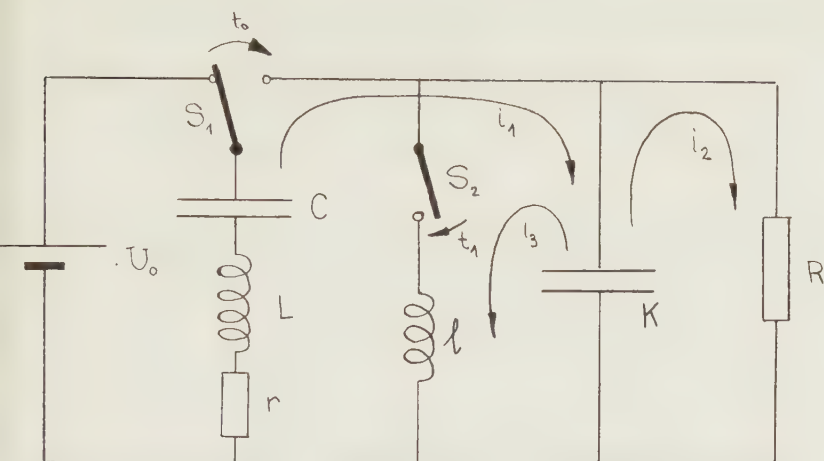
La capacité parasite entre étages provoque, lors de la formation de l'arc dans les premiers éclateurs, une surtension entre les électrodes des étages suivants, ce qui favorise le claquage et accélère le processus de décharge. La grande quantité de rayonnement U-V émis par les arcs contribue aussi à réduire le retard à l'enclenchement en mettant à disposition un grand nombre d'électrons libres, par photoionisation, dans l'espace interélectrodes. Comme nous l'avons vu, les pointes corona agissent dans le même sens.

Notons encore que les pièces en plexiglas sont à éviter, un fort rayonnement U-V provoquant une décomposition de ce matériau.

VI-2. Caractéristiques du générateur et circuit de mise en forme.

Un circuit équivalent au système Marx-éclateur de mise en forme-chambre est donné par le schéma VI-4, p53. C est la capacité équivalente des N étages de capacité C_0 , L le coefficient de self-induction et r la résistance interne du générateur lorsqu'il se décharge. L'interrupteur idéal S_1 représente la conduction ionique dans le Marx. Dans ce modèle, nous négligeons donc le temps de formation de l'arc dans les éclateurs. R et K sont la résistance et la capacité équivalentes à la chambre et à la charge d'adaptation. K comprend aussi la capa-

Schéma du Marx



- $U_0 = N \cdot U$: amplitude caractéristique de l'impulsion
 L : coefficient de self-induction du générateur
 r : résistance interne du Marx
 $C = C_0/N$: capacité équivalente à celle des N étages
 K : capacité de la chambre + capacités parasites du générateur ramenées à sa sortie
 R : résistance d'adaptation de la chambre
 l : coefficient de self-induction de l'éclateur parallèle.

- t_0 : enclenchement du Marx
 t_1 : enclenchement de l'éclateur parallèle

figure VI-4

cité parasite du générateur ramenée à sa sortie (en réalité, cette contribution est négligeable vis-à-vis de la capacité de la chambre). L'interrupteur idéal S_2 simule la mise en conduction de l'éclateur parallèle de mise en forme dont le coefficient de self-induction est 1. Les résistance et capacitance de cet éclateur peuvent être négligées.

L'éclateur série (S_1) alimentant la chambre est fixe. Il est constitué de l'armature haute tension du dernier étage et d'une contre-pièce reliée directement au cadre de l'électrode centrale. Situé dans l'enceinte du Marx, sa pression est imposée.

L'éclateur parallèle (S_2) est branché à l'entrée de la chambre. Il permet de fixer la longueur et le temps de déclin de l'impulsion appliquée au détecteur. La pression dans cet éclateur et l'écartement de ses électrodes (à champ uniforme de type Rogowski) sont ajustées pour tenir la tension maximale de l'impulsion, et pour permettre un déclenchement par une impulsion similaire à celle commandant le Marx. Un tel ajustement est rendu possible dans un éclateur à gaz grâce au temps "relativement long" de la formation de l'arc.

La forme de l'impulsion, calculée à l'aide du circuit équivalent, est en bon accord avec les mesures sommaires que nous avons pu effectuer. Le système est donc bien décrit par ce schéma de remplacement.

Si C_0 , la capacité par étage, est facilement mesurable sous tension, il n'en va pas de même des grandeurs r et L . Nous déterminons donc les caractéristiques du générateur par un essai en court-circuit, sous tension réduite. Nous observons alors une oscillation haute-fréquence amortie exponentiellement du type:

$$u(t) = U_1 e^{-t/\tau} \cdot \sin(\omega_0 t + \varphi)$$

La fréquence d'oscillation f_0 et la constante τ de décroissance de l'amplitude permettent de calculer : r et L . La capacité équivalente du Marx valant $C = C_0/N$, la self sera calculée comme étant :

$$L = 1/C\omega_0^2 \quad \text{avec} \quad \omega_0 = 2\pi f_0$$

Le facteur de qualité du générateur, oscillant en court-circuit, vaut :

$$Q = \pi f_0 \tau = \omega_0 L / r$$

Les valeurs mesurées sont :

$$C = 2 \cdot 10^{-9} / 24 = 83 \text{ pF} \quad f_0 = 30 \text{ Mcs}^{-1} \quad \tau \approx 1,5 \mu\text{s}$$

Nous pouvons donc en déduire les grandeurs caractéristiques :

$$L = 340 \text{ nH} \quad \text{et} \quad r \approx 0,45 \Omega$$

Par la suite, nous introduirons ces valeurs dans nos estimations.

VI-3. Calcul de la forme approximative de l'impulsion.

Nous faisons, au départ, les hypothèses suivantes :

- Les capacités parasites entre étages peuvent être négligées. La tension totale vaut alors $U_0 = N \cdot U$ (U : tension de charge des condensateurs).
- Le coefficient de self-induction l de l'éclateur parallèle s'élève au dixième de celui du Marx. (Estimation obtenue essentiellement par des considérations géométriques).
- En $t = t_0$ fermeture de l'interrupteur S_1 ,
- En $t = t_1$ fermeture de l'interrupteur S_2

Dans l'intervalle de temps défini par t_0 et t_1 , les courants i_1 et i_2 dans les mailles du circuit sont donnés par: (cf fig.VI-4, p53)

$$L \cdot \frac{di_1}{dt} + \frac{1}{C} \int_{t_0}^t i_1 dt + \frac{1}{K} \int_{t_0}^t (i_1 - i_2) dt + ri_1 = U_0(t_0) = U_0$$

$$\frac{1}{K} \int_{t_0}^{t_1} (i_2 - i_1) dt + ri_2 = 0$$

Les images de ces courants par transformation de Laplace sont:

$$I_1(p) = \frac{\frac{U_0}{p} \cdot \left(\frac{1}{Kp} + R\right)}{\left(pL + r + \frac{1}{p} \frac{C+K}{C \cdot K}\right) \cdot \left(\frac{1}{Kp} + p\right) - \left(\frac{1}{Kp}\right)^2} \quad \text{et} \quad I_2(p) = \frac{\frac{U_0}{p} \cdot \frac{1}{Kp}}{pL + r + \frac{1}{p} \frac{C+K}{C \cdot K} \cdot \left(\frac{1}{Kp} + R\right) - \left(\frac{1}{Kp}\right)^2}$$

La tension aux bornes de la chambre et le courant débité par le générateur ont pour valeur, en fonction de p :

$$U_R(p) = RI_2(p) = \frac{U_0}{LK} \frac{1}{\left[p^3 + p^2\left(\frac{r}{L} + \frac{1}{RK}\right) + p\left(\frac{r}{LK} + \frac{C+K}{CKL}\right) + \frac{1}{CLPK}\right]} = \frac{U_0}{LK} \cdot \frac{1}{M(p)}$$

$$\text{et} \quad I_1(p) = \frac{U_0}{RLK} \cdot \frac{1 + RKP}{M(p)} = \frac{U_0}{RLK} \cdot \frac{N(p)}{M(p)}$$

Avec les valeurs expérimentales

$r = 0,45 \Omega$, $L = 340 \text{ nH}$, $C = 83 \text{ pF}$, $K = 50 \text{ pF}$ et $R = 430 \Omega$

les racines de $M(p)$ sont:

$$p_1 = -1,759 \cdot 10^7; \quad p_2 = p_3^* = -1,513 \cdot 10^7 - i \cdot 3,058 \cdot 10^8 = \alpha + i\beta$$

Nous pouvons donc écrire:

$$U_R(p) = \frac{U_0}{LK} \sum_{i=1}^3 A_i \frac{1}{p - p_i} = \frac{U_0}{LK} \sum_{i=1}^3 \frac{1}{M'(p_i)} \cdot \frac{1}{p - p_i} \quad (1)$$

$$\text{et} \quad I_1(p) = \frac{U_0}{RLK} \sum_{i=1}^3 \frac{N(p_i)}{M'(p_i)} \cdot \frac{1}{p - p_i} \quad (2)$$

L'évolution temporelle de la tension appliquée au détecteur est donnée par la transformée inverse de (1) se de (1)

$$u_R(t) = \frac{U_0}{LK} \sum_{i=1}^3 \frac{1}{M'(p_i)} \cdot e^{p_i \cdot t} \quad (3)$$

La transformée inverse de (2) donne le courant fourni par le générateur:

$$i_A(t) = \frac{U_0}{RLK} \sum_{i=1}^3 \frac{N(p_i)}{M'(p_i)} \cdot e^{p_i t} \quad (4)$$

Comme p_2 et p_3 sont des racines complexes conjuguées, la tension a la forme générale:

$$u_R(t) = A_1 [e^{p_1 t} - e^{\alpha t} (B_1 \cos \beta t - D_1 \sin \beta t)]$$

le courant est représenté par:

$$i_A(t) = A_2 [e^{p_1 t} - e^{\alpha t} (B_2 \cos \beta t - D_2 \sin \beta t)]$$

Les coefficients A_1 , B_1 et D_1 sont des fonctions de α , β , γ , r et C . L'image de cette évolution temporelle est donnée par la figure VI-5, p 58.

Après la fermeture de S_2 , soit pour $t \geq t_1$, les équations des courants de mailles deviennent:

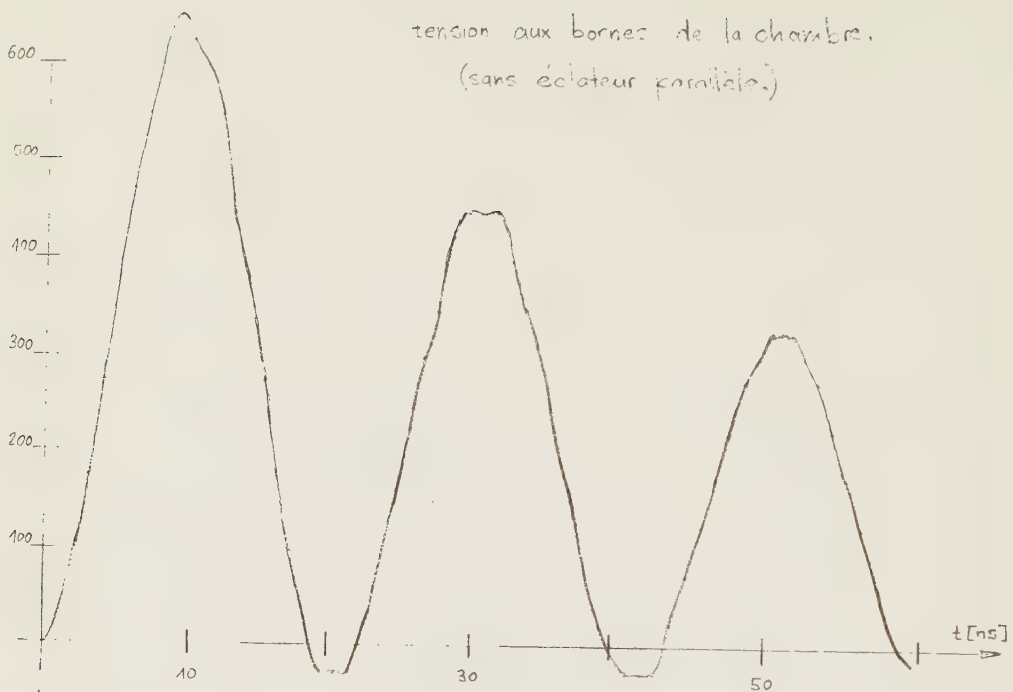
$$\begin{aligned} L \frac{di_1}{dt} + \frac{1}{C} \int_{t_1}^t i_1 dt + \frac{1}{K} \int_{t_1}^t (i_1 - i_2 - i_3) dt + r i_1 &= u_c(t_1) - u_K(t_1) = U_1 - U_2 \\ \frac{1}{K} \int_{t_1}^t (-i_1 + i_2 + i_3) dt + i_2 R &= u_K(t_1) = U_2 \\ \frac{1}{K} \int_{t_1}^t (-i_1 + i_2 + i_3) dt + L \frac{di_3}{dt} &= u_K(t_1) = U_2 \end{aligned}$$

U_1 et U_2 sont les tensions aux bornes, de la capacité équivalente C , respectivement de la chambre, au temps $t = t_1$.

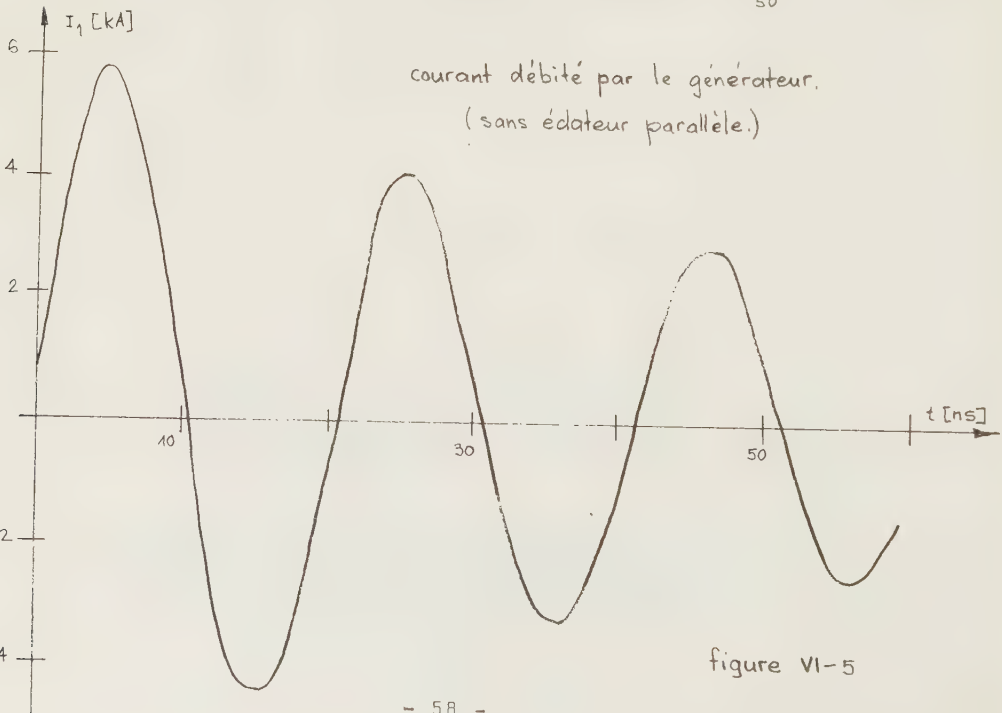
L'équation de la tension sur la chambre exprimée en fonction de p est:

$$U_R(p) = R I_2(p) = U_2 \cdot \frac{p [p^2 + (\frac{r}{L} + \frac{1}{K U_2}) p + (\frac{1}{LC} + \frac{U_1}{U_2} \cdot \frac{1}{LK})]}{p^3 + p^2 (\frac{1}{RK} + \frac{r}{L}) + p (\frac{1}{LK} + \frac{1}{LC} + \frac{1}{LK} \cdot \frac{r}{RK}) + (\frac{r}{RLK} + \frac{1}{LK}) + \frac{1}{LK}} = U_2 \frac{Q(p)}{P(p)}$$

700... u_R [kV]



tension aux bornes de la chambre.
(sans éclateur parallèle.)



courant débité par le générateur.
(sans éclateur parallèle.)

figure VI-5

J_A est le courant dans la self L au moment de la fermeture de S_2 ($t=t_A$). Les grandeurs U_1 , U_2 et J_A sont calculées à l'aide des équations (3) et (4).

Les racines de $P(p)$ sont:

$$p_1 = p_2^* = -7,226 \cdot 10^5 + i \cdot 1,790 \cdot 10^8$$

$$\text{et } p_3 = p_4^* = -2,320 \cdot 10^7 + i \cdot 8,061 \cdot 10^8$$

L'évolution temporelle, à partir du temps $t=t_A$, est donnée par:

$$u_R(t) = U_1 \sum_{i=1}^4 \frac{Q(p_i)}{P'(p_i)} e^{p_i t}$$

La figure VI-6, p60 donne une représentation graphique de la tension sur la chambre en fonction du temps pour des t_A différents. Les caractéristiques de l'impulsion, calculée à l'aide de ce modèle, sont donc:

- largeur à la base : 19 ns
- largeur à mi-hauteur : 11,5 ns
- amplitude : 640 kV
- temps de montée : 5 ns

Elles sont en très bon accord avec les valeurs expérimentales correspondantes et conduisent à une constante de luminosité de

$$E^3 t / p^2 = 1,45 \cdot 10^5 \text{ (kV/cm)}^3 \cdot \text{ns} \cdot (\text{ata})^{-2}$$

L'influence du choix de t_A est illustrée par la fig. VI-6. Nous construisons actuellement un nouveau circuit de commande pour l'éclateur parallèle, qui fournira une impulsion de synchronisation de 60 kV. Les fluctuations sur l'instant du déclenchement seront minimisées et une qualité constante des dards sera ainsi assurée.

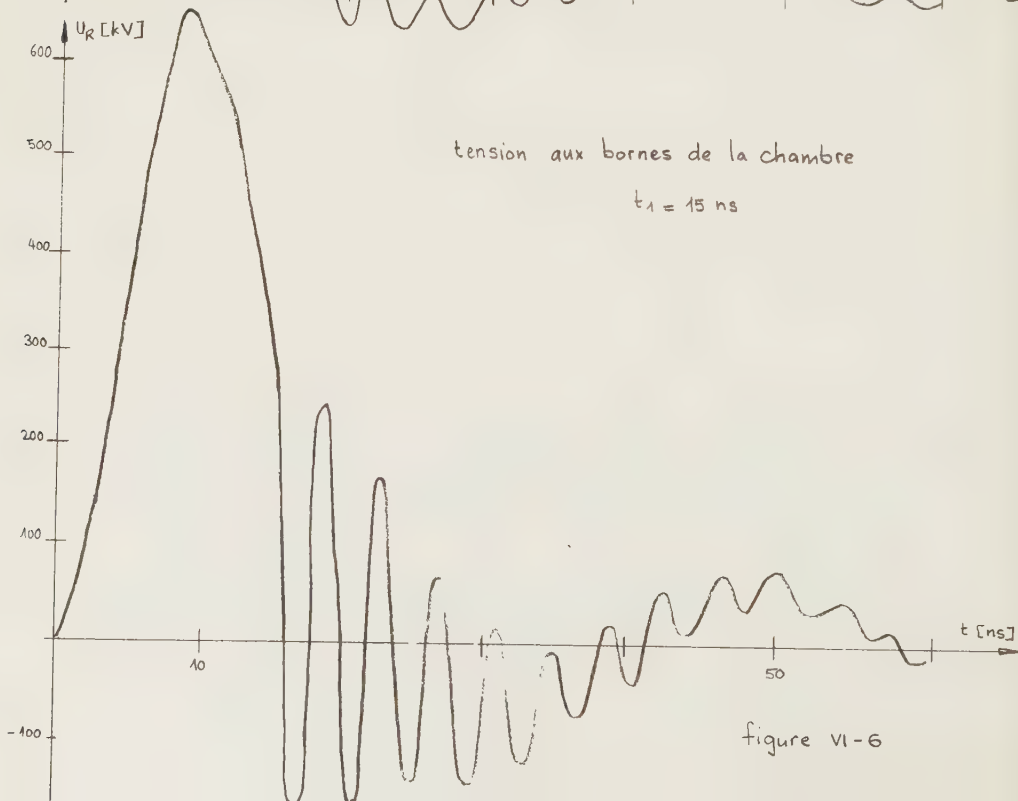
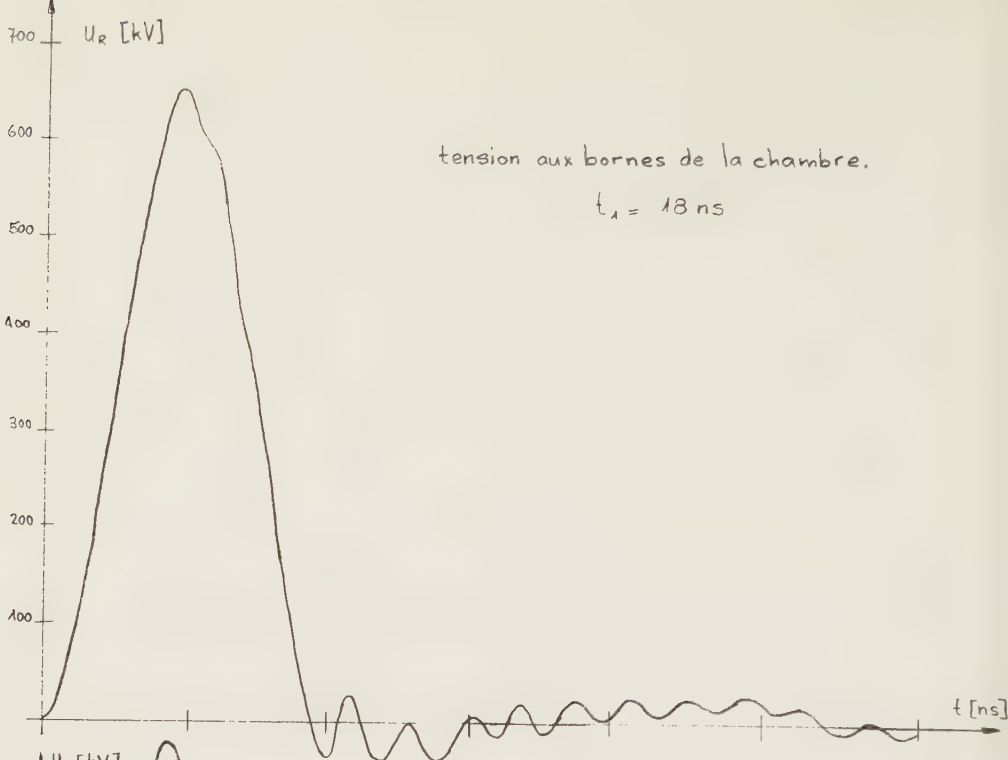


figure VI-6

VI-4. Monitoring de l'impulsion haute-tension.

Pour s'assurer de la bonne marche de la chambre, un contrôle permanent de l'impulsion haute tension est nécessaire. Divers essais ont été effectués, mais à ce jour, aucun n'a donné de résultat entièrement satisfaisant. Des sondes résistives, capacitives, inductives et compensées ont été testées. Dans chaque cas, une forme générale était fournie de manière qualitative, permettant de contrôler le fonctionnement du générateur; mais aucune mesure quantitative n'a pu être faite avec précision quant à la valeur exacte de l'amplitude et à celles des temps caractéristiques de montée et de déclen. La largeur à mi-hauteur a été estimée sur l'ensemble de ces mesures. De nouvelles réalisations sont en cours. Un fait essentiel est apparu lors des essais: les terres de la chambre et de l'appareillage associé (donc aussi du système de monitoring) doivent être bien séparées. De plus, un blindage efficace des câbles de liaison (oscilloscope, commande, affichage etc.) doit être réalisé.

VI-5. Circuit de commande.

Un schéma général de l'électronique de commande est donné par la fig.VI-7, p62. Il comprend déjà les modifications en cours, qui assureront un meilleur déclenchement de l'éclateur parallèle.

Les circuits logiques ayant donné un signal correspondant à une particule détectée, une impulsion de déclenchement, formée en deux temps par les modules HV-100 (EG & G) et HT-20 (IPhN), est appliquée au Marx. La chambre est mise sous tension et les caméras enregistrent l'image de l'événement. La commande des appareils photographiques procède à la fermeture des obturateurs, à l'avancement du film puis à la réouverture des obturateurs. Les mar-

Electronique de commande (schéma bloc)

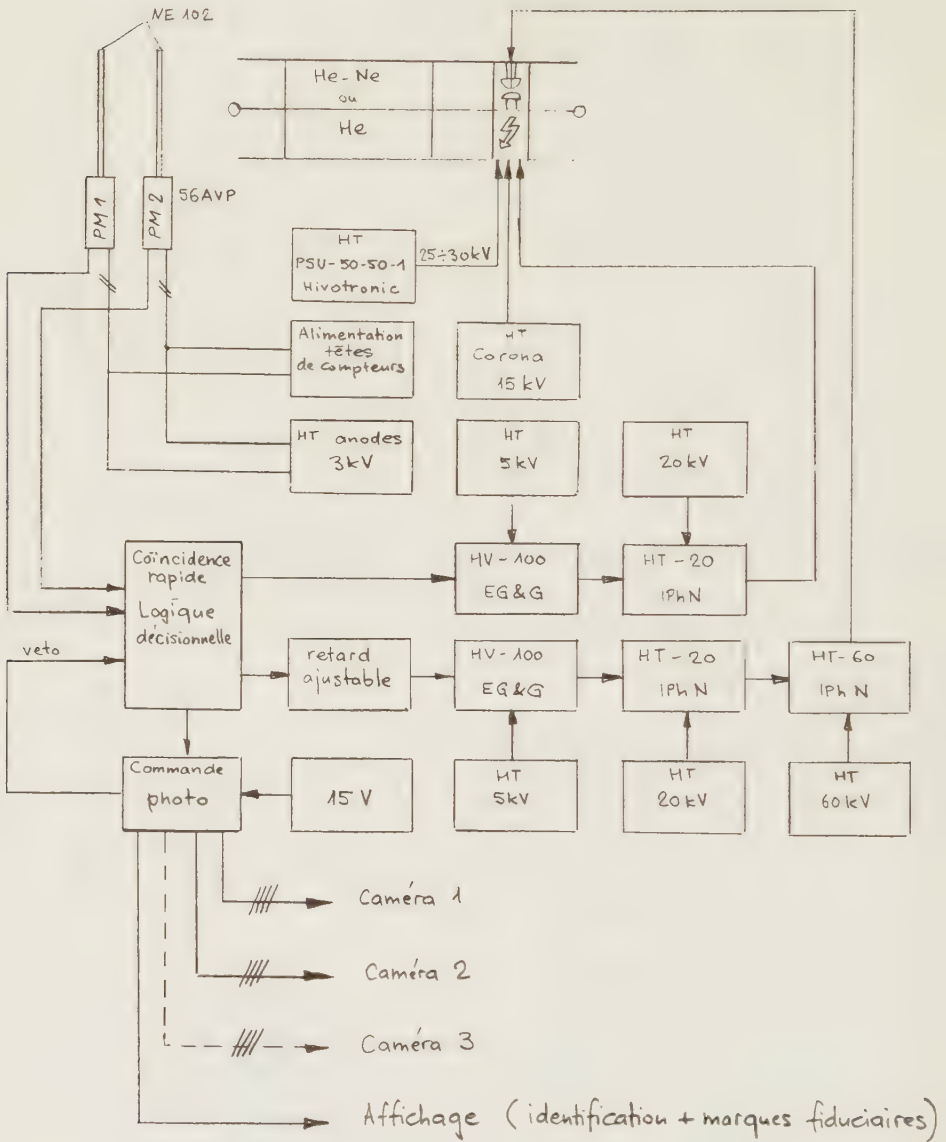


figure VI-7

ques fiduciaires et l'identification de l'événement suivant sont enregistrées. Le Marx s'étant rechargé durant ce laps de temps, le dispositif est prêt pour la détection d'une nouvelle particule. Durant tout le cycle d'acquisition, d'une durée minimale de 0,5 s, les circuits de détection sont bloqués par un signal de veto. Un schéma de l'électronique de commande, de même qu'un plan de mise en route du dispositif complet, figurent en annexe à ce travail. Remarquons que le temps de retard global entre le passage de la particule et l'application de la haute tension sur la chambre est inférieur à 200 ns (cf fig.VI-8, p⁴¹).

VI-6. Modifications III.

Signalons pour mémoire:

- le nouveau circuit de déclenchement de l'éclateur parallèle par une impulsion de 60 kV,
- une sonde rapide haute-tension (système de monitoring).

Un système de sécurité contrôlant l'affichage des marques fiduciaires et de l'identification des clichés, est à l'étude. En outre, dans le cadre des futures expériences réalisables avec ce détecteur, une logique de décision rapide ainsi qu'un interface de synchronisation sont prévus.

Commande du Marx

Séquence temporelle des signaux.

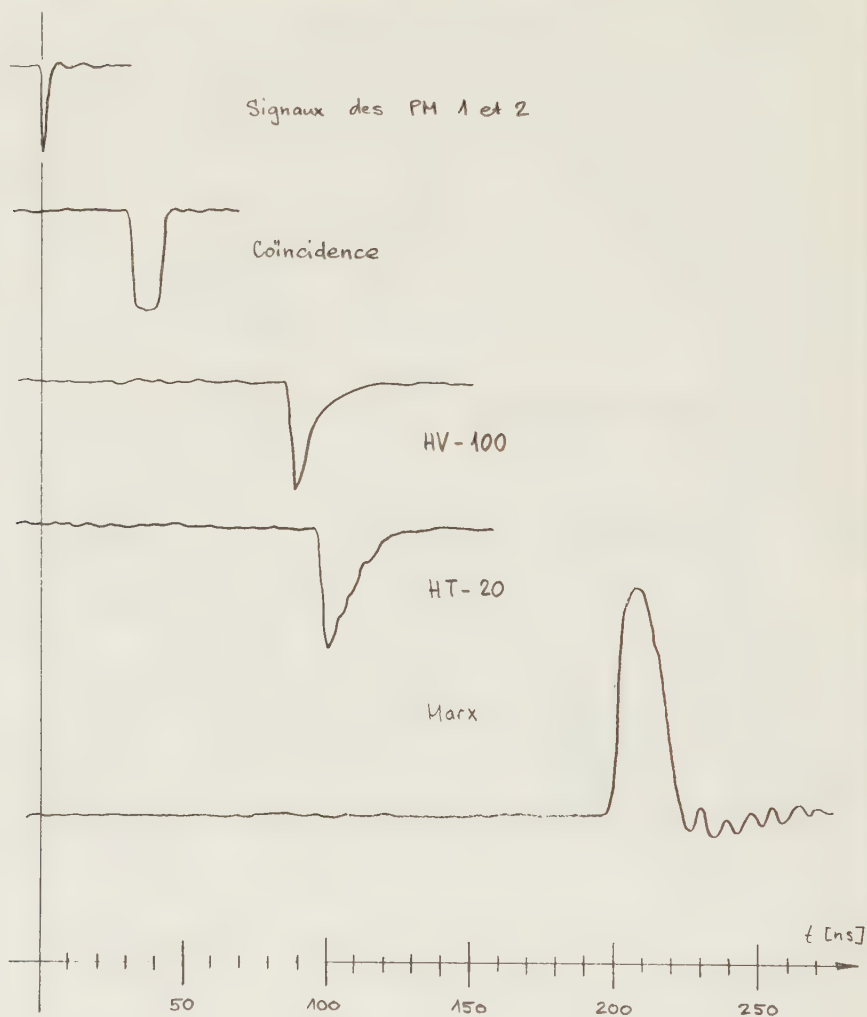


figure VI-8

VII. La reconstruction des événements.

Une fois les événements détectés, photographiés et mesurés, il nous reste à les reconstruire dans l'espace. A cet effet, nous avons choisi d'adapter THRESH, le programme du CERN procédant à la reconstruction géométrique d'événements de chambre à bulles, et renoncé à écrire un programme spécifique à notre chambre à dards. A posteriori, nous pouvons affirmer que cette solution n'était pas la plus simple. Elle nous permet cependant d'être directement compatible avec la chaîne de programmes d'analyse GRIND et SLICE et si, par la suite, nous plaçons "DARDANELLE" dans un champ magnétique, nous pourrions reconstruire sans nouvelle adaptation les événements enregistrés.

VII-1. Les modifications apportées à THRESH.

Comme son nom l'indique, le programme THRESH (Track Helix REconstruction Set-up for Hydrogen bubble chamber) est destiné à la reconstruction d'hélices qui sont les trajectoires de particules se déplaçant dans un champ magnétique. La première modification que nous avons entreprise avait pour but de pouvoir traiter des traces droites, notre chambre travaillant sans champ magnétique.

Après avoir établi un organigramme général et compris la procédure de calcul, nous avons effectué les améliorations suivantes:

- le test de rejet des points mal mesurés, basé sur la courbure moyenne d'une trace (subroutine GEOME) a été modifié;
- la valeur de la courbure de référence introduite dans le bloc de constantes "CONS" a été adaptée.

- des impressions de résultats intermédiaires ont été introduites (subroutines TRAFI, LSRHO, LSCURV). Elles permettent de contrôler les précisions obtenues en cours de calcul et de connaître les erreurs de reconstruction des points fixes (marques fiduciaires).
- Les subroutines calculant le champ régnant dans le volume sensible (ZFIELD, FINT) ont été modifiées. Elles permettent de définir un champ uniforme nul, et simplifient par là-même le bloc de données "FIELD".

Ces diverses démarches ont pour seul effet de généraliser les possibilités d'emploi de ce programme, sans introduire des limitations par ailleurs.

VII-2. Etablissement des blocs de données (titres).

Parmi les nombreux problèmes que connaît l'utilisateur de programmes utilitaires, celui de la forme et du contenu des données à fournir à l'ordinateur est parmi les plus cruciaux. Avec THRESH, nous n'échappons pas à la règle.

Dit d'une façon très abrégée, THRESH travaille en trois temps:

- Dans une phase d'initialisation, il réserve des places en mémoire, fait le choix des unités d'entrée et de sortie puis procède à la lecture des nombreuses constantes qui lui sont indispensables: les titres.
- Dans une deuxième période, il lit, décode et assortit les résultats numériques de la mesure des clichés stéréoscopiques.
- Troisièmement enfin, il effectue la reconstruction spatiale de l'événement, c'est-à-dire qu'il

trouve les meilleures solutions pour les coordonnées des vertex et pour les paramètres des traces mesurées.

Nos films de chambre à dards sont mesurés avec le même appareillage que les clichés de chambre à bulles (ENETRA), en utilisant les mêmes critères et conventions; les résultats des mesures sont obtenus directement sous une forme adéquate (bande ou cartes EPUR) pour être introduits dans THRESH (phase 2). Par contre, des titres spécifiques à la chambre doivent être établis. De leur qualité dépend la précision des reconstructions.

Les données numériques nécessaires au programme sont groupées en 7 blocs de titres:

- 1) CONS: ensemble de constantes générales. Ce bloc contient des données géométriques élémentaires (distance focale des caméras, dimensions de la chambre, longueur maximale des traces, tolérances admises lors de la reconstruction etc.)
- 2) CONVEX: groupe de constantes secondaires utilisées lors de la détermination finale des coordonnées des vertex.
- 3) REFER: bloc contenant pour chaque caméra les positions des marques fiduciaires telles qu'elles sont "vues" par les caméras, c'est-à-dire les positions réelles réduites sur le film par un objectif physique (créant des distorsions) puis projetées sur le plan de référence de la chambre à travers une optique idéale.
- 4) CAMERA: coordonnées des caméras (points nodaux d'incidence des systèmes optiques) dans le système de référence de la chambre.

- 5) MEDIA: données relatives aux divers milieux séparant les dards du film (épaisseur, indice de réfraction).
- 6) CORREC: ensemble des coefficients β_i (cf § IV-4) permettant de corriger la distorsion non linéaire de l'optique.
- 7) FIELD: bloc de valeurs numériques permettant de calculer le champ magnétique en tout point du volume sensible.

L'établissement des blocs 1,2,5 et 7 s'est effectué sans grands problèmes.

Si la distance plan du film-plan de référence de la chambre est facilement mesurable, la position du point nodal d'incidence est difficile à évaluer. Des mesures sur banc optique et de nombreux calculs sont nécessaires pour déterminer avec précision cette grandeur.

Les autres constantes du bloc 4 sont obtenues aisément.

Les données de "REFER" sont fixées à l'aide de 3 programmes, à partir des mesures précises des distances croix de référence du miroir - marques fiduciaires. Premièrement BOA, qui calcule les positions réelles des marques par triangulation et par une méthode de minimisation; puis COROPT et OPTICO qui recalculent les positions projetées moyennes, ceci à l'aide de mesures des marques fiduciaires enregistrées sur les films (ENETRA).

Les données du bloc REFER étant déterminées, les coefficients de CORREC sont calculés par les programmes COEFCD et MARK.

L'établissement des blocs de titres fut un réel problème et de nombreuses méthodes ont été envisagées avant d'arriver à la solution présentée ci-dessus. Mais elle

est maintenant parfaitement au point. Comme contrôle de ce procédé de détermination, nous avons calculé les titres pour la chambre à dards d'un groupe de Clermont-Ferrand et les résultats sont pleinement satisfaisants.

VII-3. Précision obtenue à la reconstruction.

La précision intrinsèque de nos mesures est déterminée à l'aide des résultats obtenus lors de l'établissement du bloc de titre "REFER". Les 12 marques fiduciaires disponibles ont été mesurées comme points de référence sur l'ensemble des films, à raison de 4 par cliché. Un histogramme des quantités reconstruites est donné à la figure VII-1, p 70. La valeur RMS de la fluctuation est de $145 \mu\text{m}$. La précision attendue est donc atteinte. Cette mesure nous assure en outre de la stabilité du système d'acquisition au cours du temps. En effet, s'il existait des fluctuations sur les positions relatives des caméras et de la chambre, il en découlerait un étalement de nos spectres. Ce phénomène ne se produit visiblement pas.

Afin de contrôler l'exactitude de la reconstruction par TMRESN, et pour déceler d'éventuels biais, nous avons mesuré sur chaque cliché 4 marques fiduciaires comme points à reconstruire. Un exemple de la distribution des résultats est donné par les histogrammes VII-2, p 71. Les valeurs RMS pour les trois coordonnées sont $\sigma_x = 0,21 \text{ mm}$, $\sigma_y = 0,26 \text{ mm}$ et $\sigma_z = 1,02 \text{ mm}$. Les écarts par rapport aux grandeurs réelles sont inférieurs à 0,4%. La dissymétrie en x et y est expliquée par l'alignement des caméras sur l'axe x, celle en x et z, est compatible avec le facteur stéréo de notre dispositif.

Les figures VII-3 donnent les précisions relatives à la détermination de la position des vertex.

Distribution des écarts de mesure.

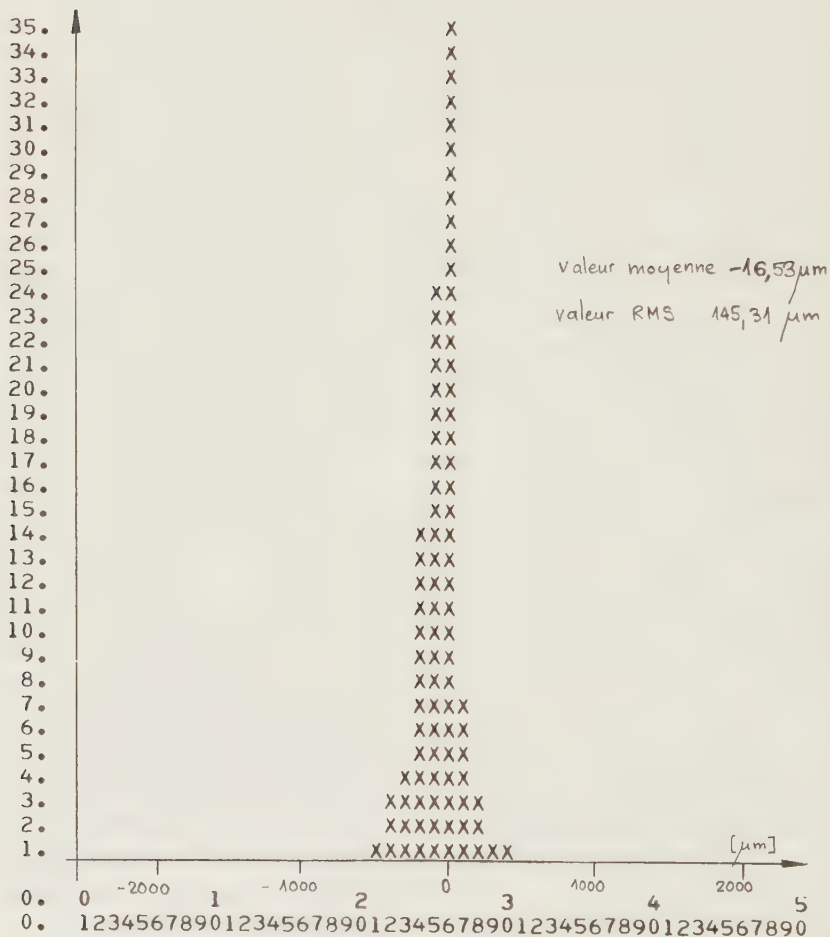
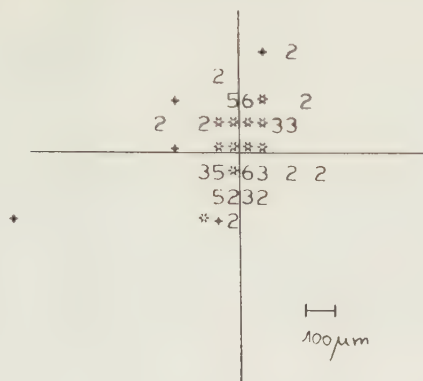


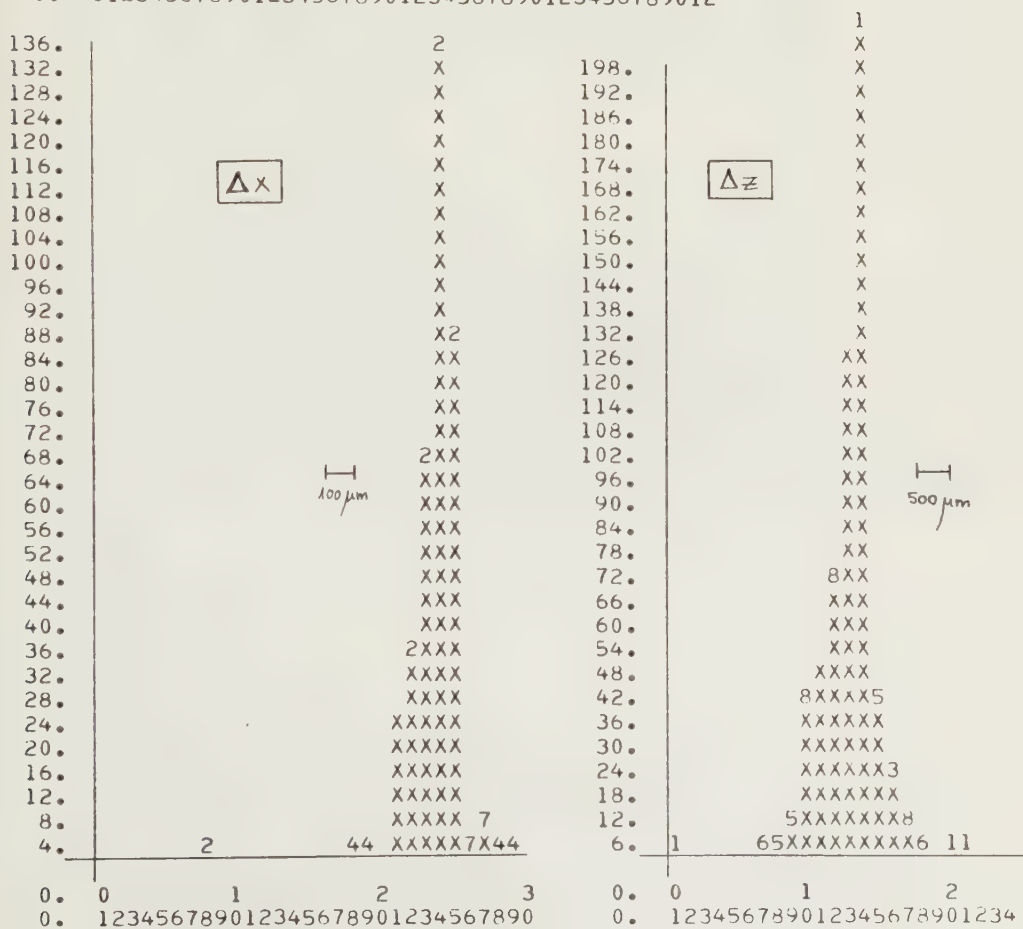
figure VII-1

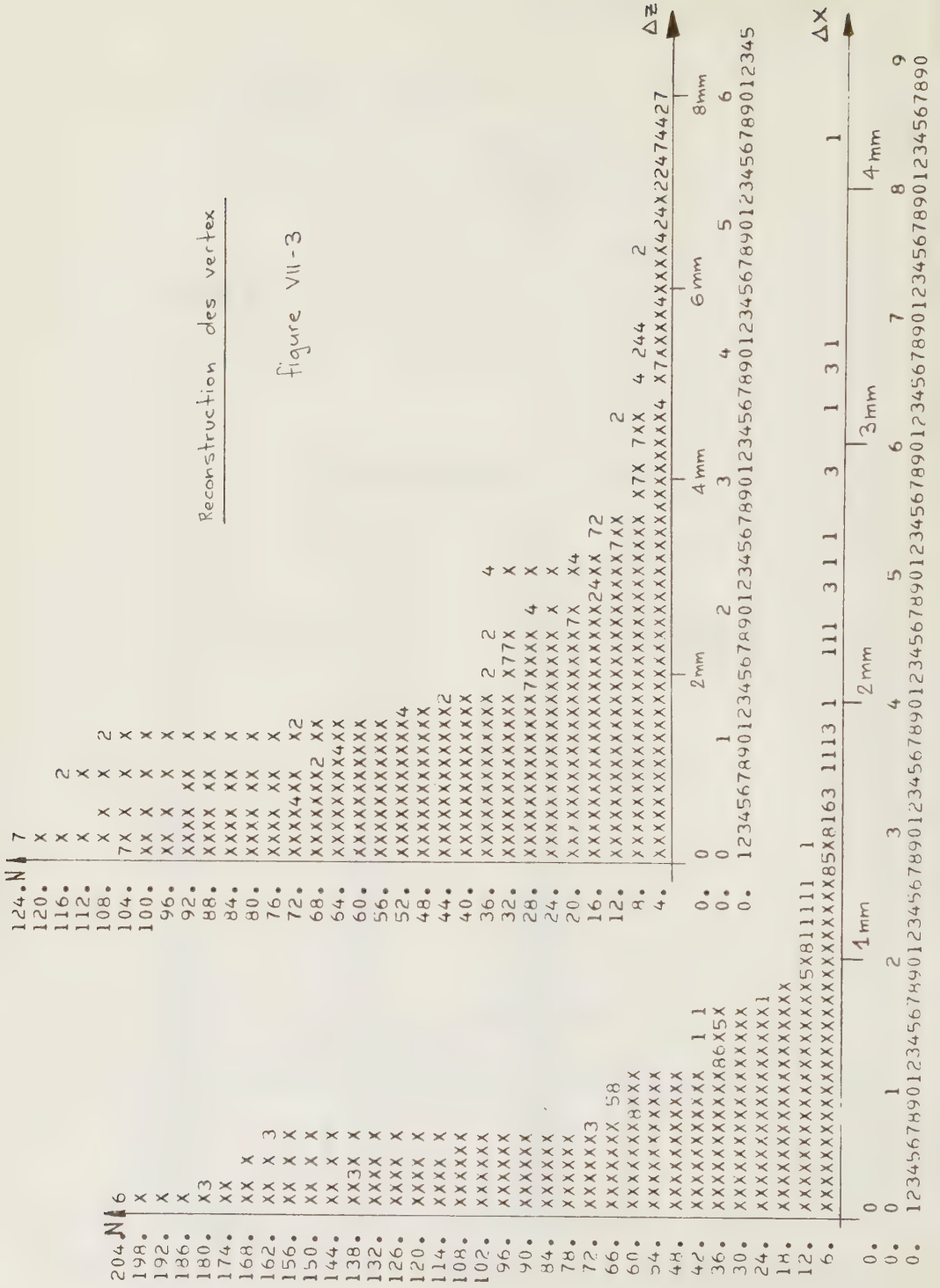
Reconstruction des marques fiduciaires

18.
17.
16.
15.
14.
13.
12.
11.
10.
9.
8.
7.
6.
5.
4.
3.
2.
1.
0.



0. 0 1 2 3 4
0. 012345678901234567890123456789012





Les valeurs moyennes des erreurs sont de 0,35 mm pour les coordonnées x et y et de 1,9 mm pour la profondeur Z.

Le résidu délivré par THRESH (distance moyenne des points mesurés à la trace ajustée) est une estimation de la précision globale obtenue (mesure et reconstruction). L'histogramme VII-4, p 74 donne la répartition de ces résidus. La valeur moyenne est de 10 μm alors que la valeur RMS s'élève à 7,5 μm . Ce premier résultat est à comparer à la grandeur équivalente en chambre à bulles qui s'élève à quelque 6 à 9 μm .

La précision sur les angles dans le système de la chambre est également une grandeur très importante. L'angle azimutal φ et l'angle polaire λ sont définis par la figure VII-5, p 75. Les histogrammes de la même page donnent les distributions obtenues sur les déterminations de ces angles. Les valeurs caractéristiques sont $\langle \Delta\varphi \rangle = 3,1 \text{ mrad}$ et $\langle \Delta\lambda \rangle = 18 \text{ mrad}$.

Finalement, la figure VII-6, p 76, qui donne la position des vertex dans la chambre, montre que l'efficacité de détection est uniforme dans tout le volume sensible.

Signalons encore que, sur les films correspondant à l'irradiation en électrons, plus de 100 traces séparables ont été dénombrées sur un seul cliché, et que les traces ayant un angle polaire λ voisin de $\pi/2$ ont été enregistrés d'une manière très propre (sans décharge dans la chambre). L'efficacité multitrace et l'isotropie sont donc effectivement des caractéristiques de notre détecteur.

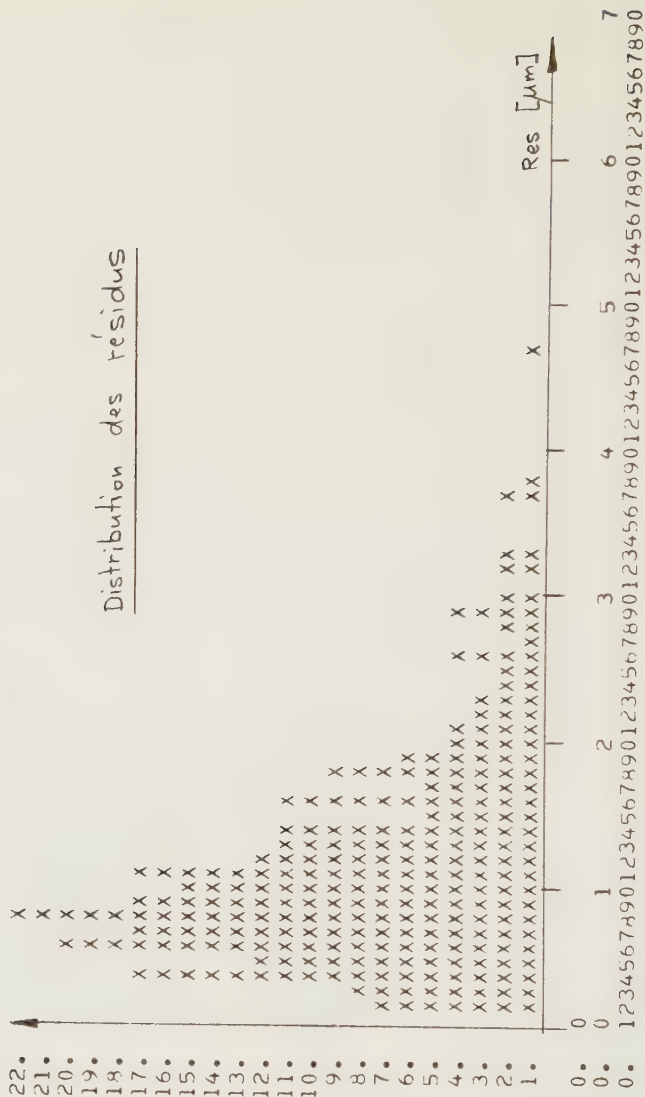
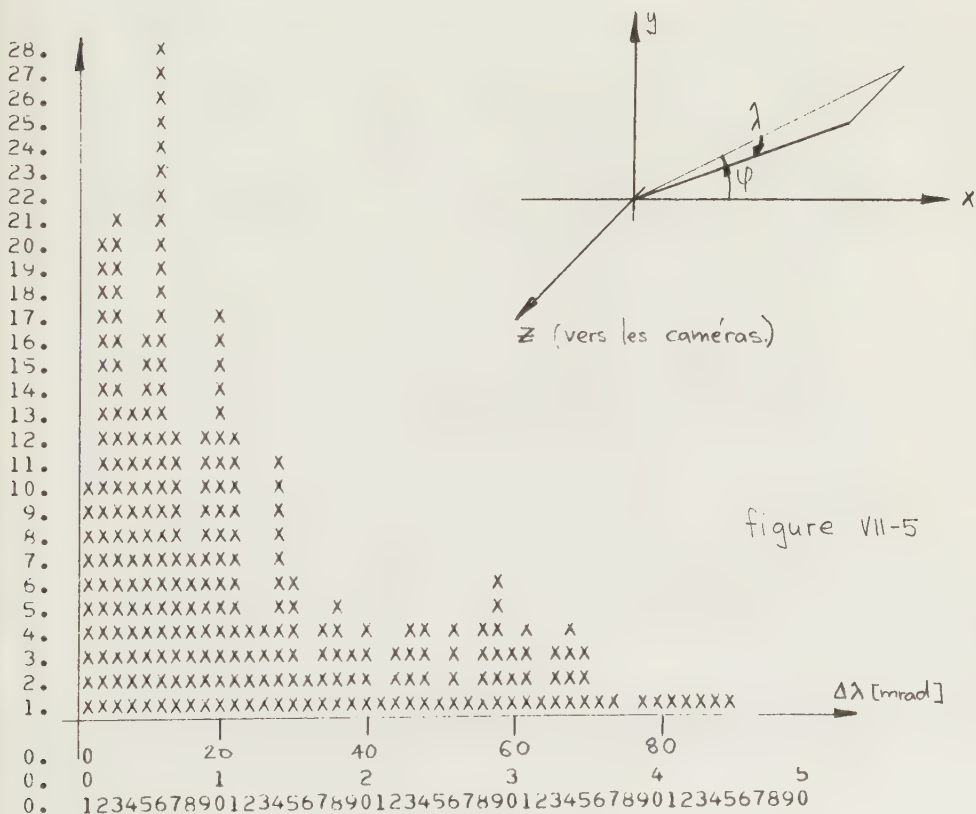
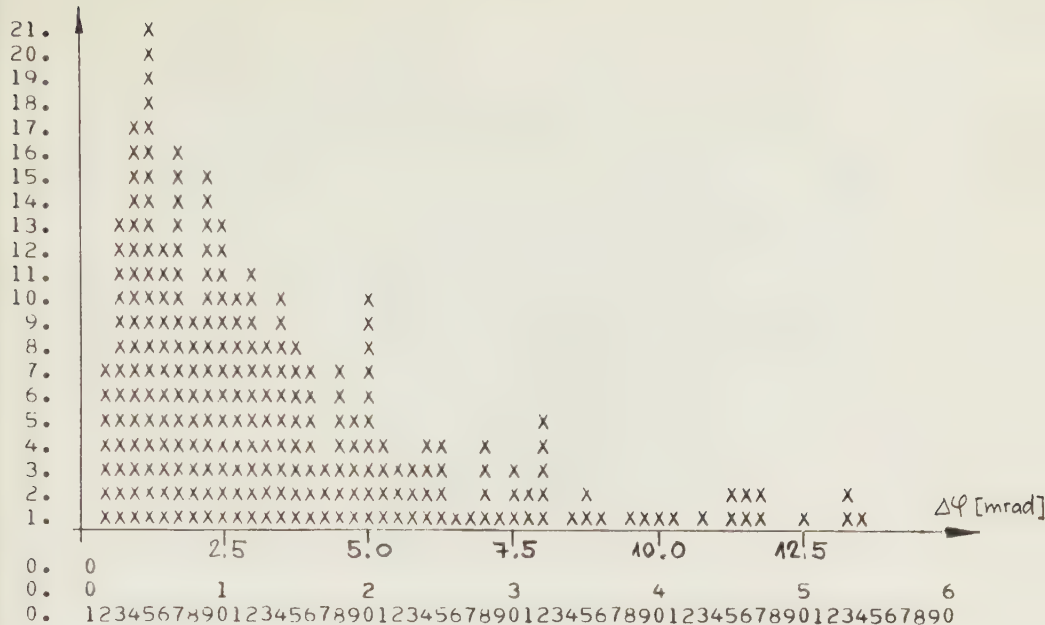
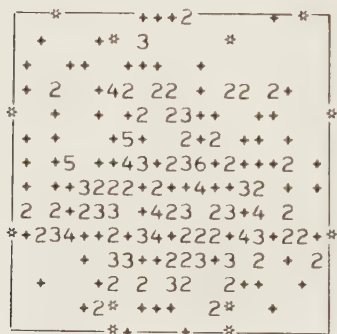


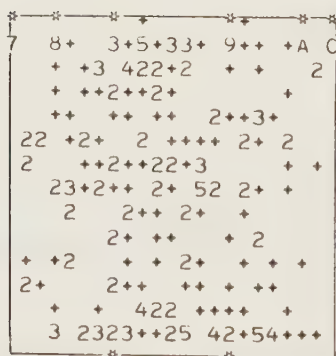
figure VII-4



Position des vertex dans la chambre



Vue de face



Vue de dessus

Les * représentent les marques fiduciaires
Le trait continu indique le bord de la chambre

figure VII-6

VIII. Remarques finales.

La réalisation technologique développée dans ce mémoire ne s'est pas faite sans tâtonnements multiples. Pour donner une idée des problèmes mineurs qui se sont posés, mais qui impliquaient chaque fois une perte de temps considérable, et pour éviter de mêmes erreurs dans le cadre d'un travail similaire, il nous a semblé approprié de résumer ici les diverses étapes de cette étude.

VIII-1. Historique.

Nous avons entrepris notre travail sur la chambre à dards à Neuchâtel au début de 1970. Au départ, l'effort était motivé par les perspectives prometteuses de ce nouveau type de détecteur: isotropie, efficacité multitrace, continuité des traces et déclenchement commandé. Ces prévisions se sont pleinement réalisées et nous avons actuellement un détecteur raffiné, qui ne va pas tarder à apporter de nombreux résultats intéressants tant en physique des moyennes que des hautes énergies.

De Janvier à Novembre 1970:

construction et essai des chambres. (superstructure, enceintes étanches, système d'alimentation en gaz).
Premier Marx et éclateur parallèle.

Février 1971:

premières photographies avec 1 caméra.

Mars à Mai 1971:

essais de pellicules et de procédés de développement.

Avril à Septembre 1971:

nouveau Marx (remplacement du berceau support des condensateurs en plexiglas par des pièces moulées en Aral-

dit et introduction des pointes corona). Construction de diverses sondes haute tension.

Octobre 1971:

nouvelle enceinte étanche au gaz et blindage optique autour de la chambre (élimination de la lumière parasite provenant du Marx et de l'éclateur parallèle).

Octobre 1971 à Mars 1972:

construction du support des caméras et mise au point du système d'alignement, développement de l'électronique de commande et du système d'affichage.

Mars 1972:

essai de mesure et de centrage (ENETRA) sur les premiers clichés de rayons cosmiques.

Octobre 1971 à Juin 1972:

adaptation des programmes de reconstruction THRESH (première partie).

Juin 1972:

montage de la deuxième caméra, et synchronisation des deux appareils. Premiers clichés stéréoscopiques.

Août 1972:

irradiation au bétatron de l'hôpital cantonal de Lausanne (faisceau d'électrons et de γ de 35 MeV). Acquisition de 5000 clichés stéréoscopiques (Expérience 722).

Octobre 1972 à Janvier 1973:

construction de deux nouveaux Marx (3ème version: augmentation du nombre d'étages, amélioration de l'accès aux divers éléments, alignement des condensateurs).

Septembre 1972 à Mars 1973:

mesure des clichés de l'expérience 722, suite de l'adaptation des programmes de reconstruction, préparation d'une expérience test au CERN, établissement des constantes du système (titres THRESH).

Avril à Mai 1973:

dépouillement des résultats de mesure 722.

Juin 1973:

nouveau système de marques fiduciaires, mieux adapté à la précision recherchée.

Mai à Juillet 1973:

amélioration de l'électronique associée à la chambre.

Août 1973:

irradiation au CERN (faisceau test T_4) avec des particules non séparées de 0,5 et 1 GeV/c. Acquisition de 10.000 clichés stéréoscopiques. (Expérience 732)

Septembre 1973 à Mars 1974:

dépouillement et mesure des clichés 732.

Décembre 1973 à Mars 1974:

élaboration d'une nouvelle expérience (SIN, 1975).

Mars à Mai 1974:

établissement des nouveaux titres THRESH (Expérience 732).

Parallèlement, une création de titres était faite pour un groupe de Clermont-Ferrand qui étudie la production de triplets dans l'hélium d'une petite chambre à dards.

Pour clore cette énumération, nous nous permettons quelques remarques basées sur les nombreuses erreurs commises au cours de cette étude:

- Lors de toute construction, il faut avoir le souci d'une accessibilité optimale de l'ensemble des éléments; les modifications, contrôles et réparations en sont d'autant simplifiées.
- Il est conseillé de procéder à des essais aussi complets que possible des propriétés des matériaux utilisés (mauvaises expériences avec le plexiglas).
- Les composants électroniques doivent être choisis

avec soin (en particulier les résistances, qui sont fortement sollicitées).

- Il ne faut pas perdre de temps à faire des essais de développement photographique en cuve, les impondérables sont trop nombreux. Des machines simples permettent d'obtenir rapidement des résultats de façon reproductible.
- Tous les problèmes d'optique sont à étudier avec grand soin. Malgré leur apparente simplicité, ils réservent de nombreuses surprises. Un système d'acquisition optimisé est essentiel pour une bonne reconstruction des événements.
- Enfin, si des développements de cette envergure étaient effectués en équipe, leur réalisation s'en trouverait accélérée. De nombreuses erreurs pourraient être évitées grâce aux discussions et aux confrontations de points de vue.

VIII-2. Projets d'avenir.

Les nombreuses modifications signalées dans le présent mémoire seront réalisées au cours de ces prochains mois. Nous avons au programme, pour 1975, une irradiation avec des π^+ de 400 MeV/c au SIN, dans le but d'étudier la réaction



La chambre servira à la fois de cible et de détecteur. Elle sera remplie d'hélium pur. Un spectromètre à grande ouverture (aimant et chambre à fils de 2,50m X 0,5m, propriété du SIN, permettra la détection et l'analyse du pion négatif sortant. Les données fournies par les chambres à fils seront enregistrées sur bandes magnétiques par l'intermédiaire de l'ordinateur PDP 10/40 du groupe Lausanne-Munich-Zurich.

Nous prévoyons d'enregistrer 100.000 à 150.000 photographies triples permettant d'analyser quelque 10.000 événements du type souhaité. Pour déterminer les conditions probables de l'expérience, nous avons généré des événements du type double échange de charge (programme FOWL du CERN), puis nous les avons analysés à l'aide du programme IMPULS^[22] créé à cet effet et qui effectue une détermination des impulsions des 4 protons de la réaction. Dans 10% des cas environ, l'un des protons s'arrête dans la chambre permettant un ajustement cinématique à 1 contrainte (programme GRIND du CERN). Cette expérience fournira de nouvelles données permettant d'approfondir les connaissances du noyau ^4He et du mécanisme de double échange de charge.

Par la suite, des expériences possibles consisteraient en l'étude de réactions présentant des topologies compliquées, avec particules étranges, en introduisant dans la chambre une cible d'hydrogène liquide. Elles seraient à réaliser au CERN-I ou au CERN-II, en collaboration avec des groupes possédant un spectromètre susceptible de détecter et d'analyser les particules "rapides" de la réaction.

VIII-3. Conclusions.

Il est encore trop tôt pour juger des qualités de notre chambre en tant qu'instrument de physique, la première vraie expérience étant prévue pour l'an prochain. Nous pouvons néanmoins dire sans réserve que, lors des premières irradiations, les résultats étaient très bons. Avec la construction de DARDANELLE, nous mettons à disposition du groupe de physique corpusculaire de Neuchâtel un excellent détecteur, permettant la reconstruction précise d'événements. Comparée à la chambre à bulles qui nous est familière, la chambre à dards présente un certain nombre de différences essentielles:

- Elle est déclenchable. A nombre d'événements souhaités égaux, ceci signifie une prise de données plus rapide qu'avec une chambre à bulles. Mais il existe un risque d'introduction de biais pour certains types de réactions si des précautions ne sont pas prises.
- Elle a des parois minces. L'histoire des traces qui quittent la chambre peut donc être étudiée. (Ceci n'est pas possible en chambre à bulles)
- La diffusion multiple de Coulomb dans le gaz de la chambre, de même que la diffusion due aux interactions fortes, sont pratiquement inexistantes, alors que ces deux effets sont une sérieuse limitation dans le cas des chambres à bulles.
- La densité du volume de détection étant faible, il n'y a pas de perte d'énergie sensible pour les particules qui le traversent, même si elles sont lourdes et animées de petite vitesse. Par contre, la faible densité est un désavantage par rapport au taux d'interactions si le gaz de la chambre doit servir de cible.
- L'identification absolue des particules par l'ionisation des traces n'est pas possible. Des comparaisons peuvent être effectuées entre traces, permettant de lever les ambiguïtés d'identification.
- Un désavantage souvent mentionné est celui de la nature du milieu sensible. (He-Ne ou He). Ce problème peut être contourné en introduisant des cibles d'hydrogène liquide à l'intérieur de la chambre. (ou en se consacrant à la physique de l'hélium!)
- La reconstruction est facilitée par la faible

épaisseur des parois de mylar (quelque dix microns à comparer à une dizaine de cm de verre pour la chambre à bulles).

Pour conclure sur une note pratique, mentionnons encore une fois qu'une chambre à dards est un détecteur d'un prix de revient modique; que la forme du volume sensible peut facilement être adapté à des géométries imposées par des types de réactions particulières, ceci sans grands frais et dans un laps de temps relativement court. Le générateur construit s'adapte sans problème à de nouvelles géométries. L'isotropie, l'efficacité multitrace et la précision de reconstruction étant équivalentes à celles obtenues avec la chambre à bulles, nous pensons que la chambre à dards occupe une place de choix parmi les détecteurs de particules ionisantes, et que son emploi en physique des moyennes et hautes énergies sera de plus en plus courant.

Procédure de mise en marche de la chambre.

- Mise de la chambre sous flux de gaz. ($\frac{1}{2}$ à 1 jour avant le début des mesures)
- Interrupteur général - Chauffage des HT.
- HT des photomultiplicateurs - alimentation de la logique.
- Ringage du Marx 4-5 fois (mise sous pression de N_2 puis vidange jusqu'à 0,1 Kp/cm²).
- Fermer la bouteille de N_2 et ouvrir celle du mélange $N_2 + CF_3BR$.
- Contrôle du gaz dans la chambre : débit (200 cm³/mn) pression ($\sim 10^{-2}$ mm Hg).
- Marx. Contrôle de la pression (2,3 Kp/cm²) et du débit (50 cm³/mn).
- Eclateur parallèle. Pression (4,2 Kp/cm²) et débit (10 cm³/mn).
- Charge des caméras: armer, déclencher, armer, compteur d'images (250 ou 1000).
- Contrôle de la position des caméras face à la chambre (miroir).
- Contrôle des caméras: distance et ouverture.
- Oter le miroir-contrôle visuel de l'affichage - concordance avec l'affichage externe - remise en position "automatique".
- Photo du "générique".
- Eteindre la lumière dans la tente - Fermer le rideau.
- HT : lignes coronas (1,5 kV).

- HT module HV 100 (4,5 kV)
- HT Marx (25,5 kV)
- HT modules HT 20 (19,5 kV)
- HT module HT 60 (58 kV)
- Interrupteur photo sur "ON"
- Caméras sur "ON"
- "Trigger" sur "ON"
- Remplir la feuille de "manip".

Arrêt partiel (temporaire).

- "Trigger" sur "OFF"
- Caméras sur "OFF"
- Baisser HT du Marx (10 kV)

Arrêt total.

- Inverse de la procédure de mise en marche.

Bibliographie

- (1) A.I.Alikhanyan et M.I.Daion. Problèmes de la physique des particules élémentaires. Ed. de l'académie arménienne des sciences (1963).
- (2) V.A.Mikhailov, V.N.Roinishvili, G.E.Chikovani. Zhurnal eksperimentalnoi i teoreticheskoi fiziki (ZhETF) 45, 818, (1963).
- (3) B.A.Dolgoshein, B.I.Luchkov. La Chambre à streamers. ZhETF 46, 392, (1964).
- (4) N.S.Rudenko. Un nouveau type de générateur haute tension pour chambre à streamers. ZhETF 49, 1394 (1965).
- (5) P.Bayle et H.Schmied. Analyse des mécanismes de formation du streamer (CERN 72-9).
- (6) F.Llewellyn-Jones. Ionization and breakdown in gases (Methuen, London, 1957).
- (7) P.M.Davidson. Proc.Phys.soc.80, 143, (1962).
- (8) A.J Davies et C.J Evans. The Theory of ionisation growth in gases under pulsed and static fields (CERN 73-10).
- (9) B.C.Tan et coll. Etude et développement des chambres à cards à hydrogène. CERN, rapport interne. TC-_/Int.70-7 (1970).
- (10) Streamer Chamber Development. SLAC-74 (1967).

- (11) V.V. Levisenko et coll. Soviet Phys.-JETP 28, 223, (1959).
- (12) I.V. Balonkin et coll. Proc. Int. Symp. on Nuclear Electronics Versailles (1968) (t III, p 6-1).
- (13) J. Dutton et D.B. Raes. Brit. J. Appl. Phys. 18, 309, (1967).
- (14) F. Rohrbach et coll. Technical problems involved in H₂ streamer chambers, NIM 111, 485, (1973).
- (15) J.A. Lightfoot et coll. Some characteristics of particle tracks in a He-Ne Streamer Chamber NIM 113, 253, (1973).
- (16) J.A. Lightfoot et coll. Time resolution in a streamer Chamber. NIM 115, 121, (1974).
- (17) CERN Computer Program library, Track Chamber, N°2.
- (18) H. Raether. Der Elektrische Durchbruch in der Nebelkammer. Phys. Z. 37, 560, (1936).
- (19) H. Raether. Untersuchung der Elektronenlawine mit der Nebelkammer. Z. f. Phys 107, 91, (1937).
- (20) J.M. Meek. A Theory of Spark Discharge. Phys. Rev 57, 720, (1940).
- (21) V. Eckardt. Die Speicherung von Teilchenspuren in einer Streamerkammer (Thèse) 1971.
- (22) J.B. Jeanneret et D. Perrin. Bibliothèque de programmes à l'usage de DARDANELLE, rapport interne.

- (23) A.Abasnjan et coll. NIM 115, 445, (1972).
- (24) E.Gigy et coll. A Nanosecond Pulse Generator
of 200 kV amplitude (CERN 64-46)

Je ne saurais terminer ce travail sans exprimer mes remerciements aux nombreuses personnes qui ont contribué à sa réalisation.

Au Professeur E.Jeannet, qui m'a accueilli dans son groupe de physique corpusculaire et dont le dynamisme et les conseils m'ont encouragé au cours de cette étude.

A mes collègues, Monsieur J.B Jeanneret qui a pris récemment une part active à ce travail, le Dr M.Bogdanski et Monsieur R.Brenzikofer pour les échanges de vue fructueux et pour leur amicale collaboration.

Au Professeur M.Gailloud, qui a rendu possible l'irradiation au bétatron à Lausanne.

Aux observatrices de Lausanne, à mes collègues physiciens et à nos épouses, qui ont pris une part active aux irradiations de Lausanne et du CERN.

A nos observatrices de Neuchâtel, pour le dépouillement des films et pour la mesure des clichés dont la qualité n'a pas toujours été semblable à celle des images présentées ici.

Au personnel technique de l'Institut, Messieurs Margot, Robert-Grandpierre et Steiner, qui ont assuré une grande partie de la réalisation pratique du détecteur.

Aux divisions NP et MPS du CERN, qui nous ont accueillis, et spécialement au coordinateur du PS, le Dr W.Beusch qui a facilité notre admission dans le faisceau test de la Zone Sud.

A ma femme, qui a assuré la dactylographie du manuscrit de ce travail.

Enfin, à tout le personnel de l'Institut, en particulier son directeur le Professeur J.Rossel, qui m'ont toujours témoigné leur amitié.

A tous, à chacun en particulier, j'exprime ma vive gratitude.

Ce travail a bénéficié de l'aide financière du Fonds National Suisse pour la recherche scientifique.

Neuchâtel, juin 1974

Nom : PERRIN Denis

Originaire de Noiraigue/NE ; né à la Côte-aux-Fées/NE
le 30 janvier 1942.

Marié et père de trois garçons.

Etudes primaires et secondaires à Neuchâtel.

- 1957 - 1962 Etudes à l'Ecole technique supérieure neuchâteloise.
- 1961 Certificat fédéral de capacité de mécanicien-électricien.
- 1962 Diplôme d'ingénieur ETS option électricité courant faible.
Assistant du Professeur Charles Moccand, cours d'électronique (ETS).
- 1962 - 1965 Développement d'appareillages électroniques à l'Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel.
- 1964 Stage dans l'industrie (Stellavox), développement et contrôle de la production d'enregistreurs type professionnels.
- 1965 - 1969 Etudes universitaires à la Faculté des Sciences de l'Université de Neuchâtel.
- 1965 - 1972 Enseignement à temps partiel (physique, électricité générale, électronique) à l'Ecole technique supérieure neuchâteloise et au cours propédeutique de la Commission fédérale des bourses pour étudiants étrangers. (physique).
- 1969 Diplôme de physicien, Université de Neuchâtel.
- 1969 - 1971 Etudes de 3e cycle en physique (CTCP).
- 1969 - 1973 Assistant du Professeur J. Rossel, et travail dans le groupe de physique corpusculaire, Prof. Eric. Jeannet.

Publications:

- Un convertisseur de fréquences pour analyseur de champ magnétique par résonance magnétique nucléaire (rapport interne) 1965.
- Discriminateur rapide à diode tunnel 100 Mc/s (rapport interne) 1968.
- Réactions (n,p) et (n, α) avec des neutrons de 6 MeV (travail de diplôme. 1969)
- Construction et test de fonctionnement d'une chambre à streamers. Communication à la Société suisse de Physique. Mai 1973.

